



Caractérisation d'un sol nu à partir de données SAR polarimétriques. Etude multi-fréquentielle et multi-résolutions.

Sophie Allain

► To cite this version:

Sophie Allain. Caractérisation d'un sol nu à partir de données SAR polarimétriques. Etude multi-fréquentielle et multi-résolutions.. Autre. Université Rennes 1, 2003. Français. NNT: . tel-00012010

HAL Id: tel-00012010

<https://theses.hal.science/tel-00012010>

Submitted on 22 Mar 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : 2927

THESE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITE DE RENNES 1

pour obtenir

le grade de **DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE RENNES 1**

Mention Traitement du signal et Télécommunications

par

Sophie ALLAIN

Equipe d'accueil : Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes

Ecole doctorale : MATISSE

Composante universitaire : Structure et Propriétés de la Matière

Caractérisation d'un sol nu à partir de données SAR polarimétriques Etude multi-fréquentielle et multi-résolutions

Soutenue le 11 décembre 2003 devant la commission d'examen

COMPOSITION DU JURY

Président	Marc SAILLARD	Professeur des Universités - Université de Marseille III
Rapporteurs	René GARELLO	Professeur des Universités - ENST Bretagne
	Philippe PAILLOU	Maître de Conférences, HDR - Université de Bordeaux III
Examineurs	Pascale DUBOIS-FERNANDEZ	Ingénieur – ONERA Salon de Provence
	Laurent FERRO-FAMIL	Maître de Conférences - Université de Rennes I
Directeur de thèse	Eric POTTIER	Professeur des Universités - Université de Rennes I
Membres invités	Wolfgang Martin BOERNER	Professeur des Universités - Université de l'Illinois - Etats-Unis
	Irena HAJNSEK	Ingénieur - Centre aérospatial allemand - Allemagne
	Joaquim FORTUNY	Ingénieur - Centre de Recherche Joint - Italie

Résumé

Ce travail est consacré à la caractérisation des paramètres bio- et géo-physiques d'un sol nu à partir de données SAR polarimétriques, multi-fréquentielles et multi-résolutions.

Des relations quantitatives entre la rugosité et l'humidité du sol et des descripteurs polarimétriques sont déterminées au moyen d'un modèle de diffusion utilisant la méthode de l'équation intégrale. Deux algorithmes d'inversion multi-fréquentiels sont développés pour l'extraction des paramètres physiques d'une surface et sont appliqués sur des mesures SAR polarimétriques acquises au laboratoire européen JRC.

La réponse électromagnétique d'une surface rugueuse dépend aussi de la taille de la cellule de résolution radar. La relation entre la résolution SAR et les caractéristiques polarimétriques d'une surface est établie en partageant son spectre en deux composantes. Un nouveau modèle de diffusion prenant en compte la résolution est ainsi présenté et validé sur des données multi-résolutions polarimétriques.

Mots-clefs : Télédétection, polarimétrie radar, radar à synthèse d'ouverture, sol rugueux, diffusion de surface, multi-fréquentielle, multi-résolutions.

Summary

This work concerns the characterization of bare soils bio- and geo-physical parameters using multi-frequency and multi-resolution SAR data.

Quantitative relations relating soil roughness and moisture to polarimetric descriptors are established from a scattering model based on the integral equation method. Two multi-frequency surface parameters retrieval algorithms are developed and applied to polarimetric SAR data acquired at the European JRC laboratory.

A rough surface polarimetric response also depends on radar resolution cell size. The relations between SAR resolution and surface polarimetric properties are established by splitting its spectrum into two components. A new scattering model, taking into account resolution effects, is developed and validated using multi-resolution polarimetric data sets.

Keywords : Remote sensing, radar polarimetry, synthetic aperture radar, rough soil, surface scattering, multi-frequency, multi-resolutions.

REMERCIEMENTS

Je remercie mon Directeur de thèse préféré, Monsieur le Professeur Eric Pottier, pour la confiance et le soutien qu'il m'a manifestés durant mon stage de DEA et mes trois longues années de thèse. Les nombreuses discussions ou réunions scientifiques que nous avons partagées m'ont souvent orientée dans les moments les plus cruciaux de ce périple. Parmi les meilleurs souvenirs, restent gravés dans ma tête les longues conversations amicales au labo, la fameuse ligne blanche, le laborieux passage du vouvoiement au tutoiement et bien d'autres encore.

Mes plus grands remerciements sont pour Monsieur Laurent Ferro-Famil qui m'a encadrée durant mes travaux de thèse. Il a toujours cru en moi durant les moments de joie et de stress et je lui en suis énormément reconnaissante. Ses conseils, les discussions interminables, ses réponses à mes "pourquoi", son speed et sa gentillesse m'ont permis de me surpasser. Je n'oublie pas la solide amitié qui est née de nos nombreux points communs : plongée, cuisine, ska...

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Marc Saillard de l'Université de Marseille III pour l'honneur qu'il m'a fait en présidant ce jury.

Je suis particulièrement reconnaissante envers mes deux rapporteurs, Monsieur le Professeur René Garello de l'ENSTB et Monsieur Philippe Paillou de l'Université de Bordeaux III, pour avoir accepté de juger ces travaux. Leurs conseils avisés et leurs nombreuses remarques, autant d'un point de vue traitement de signal que télédétection, m'ont été très instructifs et me seront utiles dans la continuité de ma recherche.

Je remercie également Madame Pascale Dubois de l'ONERA Salon de Provence d'avoir participé à mon jury de thèse, d'avoir lu attentivement ce manuscrit et de s'être intéressée à mes travaux.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur Wolfgang Martin Boerner de l'Université de l'Illinois d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse. Ses nombreuses remarques ainsi que son soutien durant mon doctorat m'ont été d'une grande aide.

Je tiens spécialement à remercier Monsieur Joaquim Fortuny du Centre de Recherche Joint, d'avoir accepté de participer à ce jury et de m'avoir fourni de nombreuses données radar durant ces trois années.

Je remercie Mademoiselle Irena Hajnsek du Centre aérospatial allemand de sa collaboration et de sa participation à ce jury malgré son emploi du temps bien chargé

Merci à Paul de m'avoir supportée et aidée pendant une année et demie de folie. Triple bon courage pour l'année et demie qu'il te reste!

J'exprime ma plus profonde gratitude aux membres de l'équipe SAPHIR qui m'ont soutenu pendant ces trois années : Stéphane (Mister Esprit), Audrey (Miss Montagne), Olivier (Mister Texture), Carlos (Mister Despecklos) et Joëlle, la plus chouette des secrétaires.

Je remercie aussi les membres de l'IETR, J-C (promis, je t'invite à ma prochaine soutenance !), Liza, Sylvain, Yoann, Halim, Ludo, Samuel, Anne-Claude et tous ceux que j'oublie pour leur bonne humeur quotidienne.

Je remercie aussi tous mes amis présents durant cette longue excursion, particulièrement Noëlle, Pat, Ciçou, Manu et toute mon équipe de basket.

Je remercie mes parents, ma sœur, mes beaux, mes belles-sœurs, mes beaux-frères ainsi que mes 3 coquines de nièces pour leur fidèle soutien.

Merci à Guillaume d'avoir gardé coûte que coûte son sourire, son calme et sa bonne humeur. Merci pour tout, tout, tout.

De ces trois années, je retiens surtout que la thèse apporte un certain bonus dans la vie.

A mamie Germaine,
dont la vision de la vie reste un exemple pour moi.

SOMMAIRE

Introduction	1
Chapitre I. Introduction à la théorie de la polarimétrie radar	5
I.1 Introduction	5
I.2 Représentation cohérente de l'information polarimétrique	6
I.2.1 Polarisation d'une onde	6
I.2.1.1 Champ électrique d'une onde plane	6
I.2.1.2 L'ellipse de polarisation	6
I.2.1.3 Vecteur de Jones	8
I.2.2 Matrice de diffusion polarimétrique cohérente	9
I.2.3 Changement de base d'état de polarisation d'une représentation cohérente	10
I.2.3.1 Matrices de changement de base 2×2	10
I.2.3.2 Cas de la polarisation circulaire	11
I.2.4 Conventions des systèmes de coordonnées	12
I.2.4.1 Base de polarisation d'émission	12
I.2.4.2 Base de polarisation en réception - Convention FSA	12
I.2.4.3 Base de polarisation en réception - Convention BSA	13
I.3 Représentation incohérente de l'information polarimétrique	14
I.3.1 Degré de polarisation d'une onde	14
I.3.2 Les vecteurs cibles	15
I.3.3 Matrice de covariance et matrice de cohérence	16
I.3.4 Changements de base d'état de polarisation d'une représentation incohérente	17
I.4 Théorème de décomposition polarimétrique aux valeurs et vecteurs propres	18
I.4.1 Décomposition de la matrice de cohérence	19
I.4.2 Paramètres polarimétriques de la décomposition	21
I.4.2.1 Entropie et anisotropie	21
I.4.2.2 Interprétation du mécanisme de rétrodiffusion	23
I.5 Symétries pour des cibles distribuées	24
I.5.1 Symétrie de réflexion	25
I.5.2 Symétrie de rotation	26

I.5.3	Symétrie azimutale	27
I.5.4	Valeurs et vecteurs propres dans le cas de la symétrie de réflexion	27
I.5.5	Coefficients de corrélation dans le cas de la symétrie de réflexion	28
I.5.6	Différence relative des valeurs propres, ERD	29
I.6	Conclusion	30
Chapitre II.	Modélisation de la rétrodiffusion par une surface rugueuse	31
II.1	Introduction	31
II.2	Description d'un sol naturel	31
II.2.1	Description statistique d'une surface rugueuse	32
II.2.1.1	Statistiques d'un point de la surface	32
II.2.1.2	Statistiques jointes de deux points de la surface	34
II.2.1.3	Génération d'une surface naturelle	39
II.2.1.4	Méthodes de mesure de rugosité	42
II.2.2	Taux d'humidité d'un sol	44
II.2.2.1	Modèles de permittivité diélectrique du sol	45
II.2.2.2	Méthodes de mesure d'humidité	48
II.3	Modèles électromagnétiques de rétrodiffusion de surface	49
II.3.1	Coefficients de rétrodiffusion	50
II.3.2	Modèle des petites perturbations (SPM)	51
II.3.2.1	Développement en série de Taylor	51
II.3.2.2	Expressions des coefficients de rétrodiffusion	52
II.3.2.3	Domaine de validité	53
II.3.3	Approximation de Kirchhoff : Optique Physique	55
II.3.3.1	Approximation de la phase stationnaire : Optique Géométrique	56
II.3.3.2	Expressions des coefficients de rétrodiffusion	56
II.3.3.3	Domaine de validité	57
II.3.4	Méthode de l'équation intégrale (IEM)	57
II.3.4.1	Formulations des champs diffusés et des champs tangentiels de surface	58
II.3.4.2	Puissance moyenne	59
II.3.4.3	Approximation des petites et moyennes pentes	60
II.3.4.4	Approximation des larges pentes	63
II.3.5	Fonctions d'ombre	64
II.3.6	Conclusion	65
II.4	Conclusion	65

Chapitre III. Imagerie SAR : principe et mesures	67
III.1 Introduction	67
III.2 Principe de la mesure SAR	67
III.2.1 Configuration	67
III.2.2 Signal émis par un SAR	69
III.2.3 Modèle du signal reçu dans le cas d'une cible étendue	69
III.2.4 Formation de l'image SAR	70
III.3 Filtrage des données SAR polarimétriques	71
III.3.1 Formation du speckle	71
III.3.2 Description statistique du speckle	73
III.3.3 Filtre vectoriel linéaire de Lee	73
III.4 Données JRC acquises en chambre anéchoïde	75
III.4.1 Présentation de la chambre anéchoïde	75
III.4.2 Caractéristiques des surfaces	76
III.4.2.1 Rugosité	76
III.4.2.2 Constante diélectrique	77
III.4.3 Génération des données diffusiométriques	77
III.4.4 Données SAR multi-fréquentielles et multi-résolutions	78
III.4.4.1 Génération des données SAR	78
III.4.4.2 Caractéristiques des mesures	79
III.5 Conclusion	80
Chapitre IV. Caractérisation polarimétrique multi-fréquentielle d'un sol	83
IV.1 Introduction	83
IV.2 Définition d'un modèle d'inversion	84
IV.2.1 Modèles d'inversion existants	84
IV.2.1.1 Modèle de Oh	84
IV.2.1.2 Modèle de Dubois	85
IV.2.1.3 Modèle X-Bragg	86
IV.2.2 Choix d'un modèle d'inversion	88
IV.2.2.1 Analyse d'une mesure de diffusion par une surface	88
IV.2.2.2 Modèle de diffusion de surface polarimétrique	91
IV.3 Caractérisation polarimétrique d'un sol - Mono-fréquence	92
IV.3.1.1 Gammes de valeurs des paramètres de surface	92
IV.3.1.2 Domaine de validité	93

IV.3.1.3	Paramètres polarimétriques	93
IV.3.2	Sensibilité des descripteurs polarimétriques aux paramètres de surface	94
IV.3.2.1	Longueur de corrélation constante	94
IV.3.2.2	Longueur de corrélation variable	97
IV.3.3	Approche d'inversion mono-fréquentielle	100
IV.4	Caractérisation polarimétrique d'un sol - multi-fréquences	101
IV.4.1.1	Comportement particulier de α_1 en HF	101
IV.4.2	Schémas d'inversion multi-fréquentiels	104
IV.4.2.1	Utilité des fréquences	105
IV.4.2.2	Deux basses fréquences	105
IV.4.2.3	Une haute et une basse fréquence	106
IV.5	Application du modèle sur des données SAR	107
IV.5.1	Données SAR acquises au JRC	107
IV.5.2	Inversion par les modèles de Oh, de Dubois et par notre modèle	108
IV.5.2.1	Surface lisse	109
IV.5.2.2	Surface rugueuse	109
IV.5.3	Algorithme "deux basses fréquences" : bande S et bande C	110
IV.5.4	Algorithme "une haute et une basse fréquence" : bande S et bande X	110
IV.6	Conclusion	111
Chapitre V.	Modélisation de l'influence de la résolution SAR	113
V.1	Introduction	113
V.2	Modélisation d'une surface avec prise en compte de la résolution SAR	114
V.2.1	Surface observée par le radar	114
V.2.2	Décomposition du spectre de rugosité	114
V.2.2.1	Fréquence de coupure spatiale	114
V.2.2.2	Surface haute fréquence	116
V.2.2.3	Surface basse fréquence	118
V.2.2.4	Application au cas gaussien	119
V.2.2.5	Génération des différentes surfaces	122
V.3	Modèles de diffusion pour les systèmes haute résolution	125
V.3.1	Calcul des angles d'orientation à partir de la surface grande échelle	125
V.3.1.1	Calcul de θ_L	126
V.3.1.2	Calcul de ϕ_L	127
V.3.1.3	Histogrammes des angles locaux	128
V.3.2	Calcul des coefficients de rétrodiffusion à l'intérieur des cellules de résolution	131

V.3.3	Perturbation de la matrice de cohérence par les pentes locales	132
V.3.4	Calcul de la réponse polarimétrique de la scène	132
V.4	Application sur des données SAR	133
V.4.1	Données SAR JRC	133
V.4.2	Validation du modèle hybride sur des mesures SAR multi-résolutions	137
V.4.2.1	Surface lisse	137
V.4.2.2	Surface rugueuse	138
V.5	Conclusion	139
Conclusion		141
Références		145

TABLE DES FIGURES

Figure I.1 Ellipse de polarisation	7
Figure I.2 Convention FSA	13
Figure I.3 Convention BSA	14
Figure I.4 Représentation de différentes configurations des pseudo-probabilités	22
Figure I.5 Plan ($H-\overline{\alpha}$) segmenté en huit régions	24
Figure I.6 Symétries de réflexion et de rotation [Cloude 1996]	25
Figure I.7 Représentation de l'anisotropie et de ERD	29
Figure II.1 Profil 1D d'une surface rugueuse aléatoire	32
Figure II.2 Distribution gaussienne des hauteurs avec $\sigma = 1$ m	33
Figure II.3 Profil 1D de deux surfaces rugueuses aléatoires possédant la même distribution des hauteurs	34
Figure II.4 Fonctions d'autocorrélation 1D gaussienne et exponentielle	38
Figure II.5 Spectres de puissance gaussien et exponentiel	38
Figure II.6 Processus générateur d'une surface 1D	39
Figure II.7 Surfaces générées pour des fonctions d'autocorrélation gaussienne et exponentielle	41
Figure II.8 Surfaces de fonction d'autocorrélation gaussienne pour trois longueurs de corrélation	42
Figure II.9 Profilomètre à aiguilles	43
Figure II.10 Profilomètre laser de l'ESA	43
Figure II.11 Composition du sol	44
Figure II.12 Permittivité diélectrique en fonction du taux d'humidité pour différentes températures	47
Figure II.13 Permittivité diélectrique en fonction du taux d'humidité pour différentes compositions du sol	47
Figure II.14 Permittivité diélectrique en fonction de f pour $T = 20^\circ\text{C}$, $S = 0.4$, $A = 0.1$ et $\rho_b = 1.15$	48
Figure II.15 Système TDR	49
Figure II.16 Comportement de la diffusion par une surface pour 3 états de rugosité	50
Figure II.17 Coefficients de rétrodiffusion du modèle SPM en fonction de l'angle d'incidence	54
Figure II.18 Coefficients de rétrodiffusion du modèle de la phase stationnaire en fonction de θ	57
Figure II.19 Coefficients de rétrodiffusion du modèle IEM en fonction de l'angle d'incidence	62
Figure II.20 Domaines de validité des modèles de diffusion représentés dans le plan (kL_c , $k\sigma$)	65
Figure III.1 Géométrie d'une mesure SAR en visée latérale dans le repère (O,X,Y,Z)	68
Figure III.2 Exemples de zones homogènes et hétérogènes sur une image SAR	72
Figure III.3 Chambre anéchoïde du laboratoire JRC	75
Figure III.4 Photographie du socle et de la surface	76
Figure III.5 Constante diélectrique des surfaces rugueuses en fonction de la fréquence	77
Figure III.6 Installation des mesures diffusiométriques [Nesti 1998]	78
Figure III.7 Installation des mesures SAR	78
Figure III.8 Représentation de la surface étudiée	80
Figure IV.1 Table de référence de Oh pour $F = 1.25$ GHz et $\theta = 40^\circ$	85
Figure IV.2 L'angle $\overline{\alpha}$ en fonction de l'entropie pour $\theta = 40^\circ$	87
Figure IV.3 ERD en fonction de $k\sigma$	91
Figure IV.4 Modèle de diffusion polarimétrique	92

Figure IV.5 Variations de ERD, de ρ_{RRL} et de l'anisotropie en fonction de $k\sigma$ pour différentes valeurs de ϵ	94
Figure IV.6 Variations de l'entropie en fonction de $k\sigma$ pour différentes constantes diélectriques	95
Figure IV.7 Variations des angles α_1 et $\bar{\alpha}$ en fonction de $k\sigma$ pour différentes constantes diélectriques	96
Figure IV.8 Plan des différents paramètres polarimétriques pour différentes constantes diélectriques	97
Figure IV.9 Variations de ERD, de ρ_{RRL} et de l'anisotropie en fonction de $k\sigma$	98
Figure IV.10 Variations de l'entropie en fonction de $k\sigma$	99
Figure IV.11 Variations des angles α_1 et $\bar{\alpha}$ en fonction de $k\sigma$	100
Figure IV.12 Comportement de α_1 en fonction de la fréquence	101
Figure IV.13 Comportement de α_1 en hautes fréquences	104
Figure IV.14 Bandes de fréquence	105
Figure IV.15 Synoptique de la méthode d'inversion deux BF	106
Figure IV.16 Synoptique de la méthode d'inversion une BF et une HF	107
Figure IV.17 α_1 en fonction de $k\sigma$ pour les trois surfaces rugueuses	108
Figure V.1 Surface observée par le radar découpée en deux échelles	114
Figure V.2 Séparation du spectre 1D en deux composantes	115
Figure V.3 Spectre 2D haute fréquence	117
Figure V.4 Spectre 2D basse fréquence	118
Figure V.5 Fonctions d'autocorrélation 1D gaussienne, BF et HF	121
Figure V.6 Surfaces grande échelle pour différentes valeurs de résolution, $L_c = 0.2$ m	124
Figure V.7 Représentation d'une cellule de résolution dans le repère d'observation et dans le repère local	126
Figure V.8 Plan d'incidence radar	126
Figure V.9 Histogrammes de la distribution des angles locaux pour différents R avec $L_c = 1$ m et $\sigma = 0.1$ m	129
Figure V.10 Histogramme de la distribution des angles locaux pour différents σ avec $L_c = 1$ m et $R = 2$ m	130
Figure V.11 Synoptique du modèle de diffusion hybride à deux échelles	133
Figure V.12 Images SAR de la surface lisse pour différentes résolutions	135
Figure V.13 Images SAR de la surface rugueuse pour différentes résolutions	136
Figure V.14 Valeur de H pour la surface lisse en fonction de la résolution	137
Figure V.15 Valeur de $\bar{\alpha}$ pour la surface lisse en fonction de la résolution	137
Figure V.16 Valeur de H pour la surface rugueuse en fonction de la résolution	138
Figure V.17 Valeur de $\bar{\alpha}$ moyen de la surface rugueuse en fonction de la résolution	138

INTRODUCTION

L'imagerie radar est devenue aujourd'hui un outil indispensable pour la surveillance de l'environnement terrestre. Le radar est un système de mesure qui permet d'observer les zones terrestres quelles que soient les conditions météorologiques du fait de la pénétration des ondes électromagnétiques à travers un couvert nuageux. Cette propriété est très importante pour des zones qui restent ennuagées tout au long de l'année. En outre, les capteurs micro-onde ont leur propre source d'illumination (système actif), ils sont donc indépendants de l'illumination du sol et peuvent fonctionner aussi bien la nuit que le jour.

La réponse électromagnétique d'une surface à une onde incidente radar dépend fortement de sa rugosité et de son taux d'humidité. La polarisation d'une onde diffusée par un milieu naturel dépend de ses caractéristiques géométriques et biophysiques et les propriétés de diffusion d'un milieu naturel sont sensibles à des variations de la fréquence d'observation. De ce fait, l'utilisation de données SAR polarimétriques multi-fréquentielles permet une meilleure caractérisation des interactions de l'onde électromagnétique avec une surface rugueuse.

L'humidité des sols est une mesure importante pour la prédiction de rendement d'une culture, principalement pour les pays menacés de sécheresse. De plus, le contrôle de l'humidité permet une détection rapide de l'assèchement des zones agricoles. La télédétection radar de l'humidité de sol est aussi un outil essentiel dans la prédiction d'inondations en indiquant la saturation en eau du sol.

La relation qui existe entre la rétrodiffusion radar et l'érosion des sols réside dans la rugosité de la surface. L'érosion des sols présente une menace significative contre la productivité et la santé des ressources agricoles. L'imagerie SAR est utile pour surveiller sur de grandes superficies, l'érosion des sols.

La dernière décennie a vu le développement d'une nouvelle génération de radars multi-fréquentiels et multi-polarisations aéroportés et satellitaires comme ENVISAT/ASAR (ESA, 2002), ALOS/PALSAR (NASDA, 2004) RADARSAT II (CSA, 2005) voire TerraSAR X-L (Astrium DLR, 2007), qui sont et seront utilisés pour l'observation de la terre depuis l'espace afin d'étudier l'évolution de l'environnement naturel global. Ces différents capteurs fournissent une information qui se révèle très efficace pour une meilleure caractérisation des interactions entre l'onde électromagnétique et un milieu naturel en comparaison avec les systèmes radars satellitaires mono-fréquence et mono-polarisation.

Les objectifs fixés dans le cadre de cette thèse concernent la caractérisation des surfaces rugueuses au moyen de données polarimétriques multi-fréquentielles afin d'extraire ses paramètres bio- et géophysiques ainsi que la modélisation de l'influence de la résolution SAR sur la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse.

Ce mémoire s'articule autour de cinq chapitres.

Le premier chapitre introduit les notions polarimétriques essentielles pour l'analyse et l'interprétation de la diffusion par une surface rugueuse.

Dans une première partie, la représentation cohérente d'une onde électromagnétique est introduite sous la forme du vecteur de Jones. Les matrices de diffusion associées permettant de rendre compte de la modification de la polarisation d'une onde incidente lors de son interaction avec la cible sont aussi présentées. Les matrices de changement de base polarimétrique associées à la matrice de diffusion sont introduites. Nous rappelons différents formalismes utilisés pour représenter les bases d'émission et de réception de l'onde.

Lors des fluctuations du comportement polarimétrique du milieu naturel, il est nécessaire de décrire les propriétés statistiques polarimétriques de la cible au moyen de moments d'ordre deux et de ce fait d'utiliser les représentations polarimétriques incohérentes d'une cible radar. Ces représentations sont introduites sous la forme de la matrice de covariance et de la matrice de cohérence. Les opérations de changement de base de ces matrices incohérentes sont aussi présentées.

La notion de cible distribuée, caractéristique des données SAR en télédétection d'environnements naturels, est étudiée en détails. Les traitements associés à la mesure de données SAR polarimétriques d'environnements naturels nécessitent des opérations de sommation incohérente. Afin d'analyser et d'interpréter les phénomènes de rétrodiffusion sous-jacents, il est nécessaire d'utiliser les théorèmes de décomposition polarimétrique incohérente. Nous présentons un théorème de décomposition de la matrice de cohérence développé par S. Cloude et E. Pottier, à partir duquel sont obtenus différents descripteurs polarimétriques conduisant à une interprétation physique du mécanisme moyen de rétrodiffusion.

Différentes propriétés de symétrie des cibles naturelles ainsi que les formes particulières des matrices de cohérence associées sont exposées. Dans le cas de la symétrie de réflexion, caractéristique des surfaces rugueuses, un nouveau paramètre polarimétrique, ERD, est construit à partir des expressions des valeurs propres de la matrice de cohérence. Ce descripteur original et novateur est utilisé lors de l'inversion des données SAR.

Dans le deuxième chapitre, la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse est caractérisée à l'aide de modèles analytiques de diffusion de surface.

Pour ce faire, il est tout d'abord nécessaire de décrire les caractéristiques d'un sol nu au moyen de sa rugosité et de sa constante diélectrique. La rugosité de surface est entièrement définie par la distribution et par la fonction d'autocorrélation des hauteurs de la surface. Le second descripteur du sol est la constante diélectrique. Deux modèles de constante diélectrique tenant compte du taux d'humidité, de la composition du sol, de la fréquence et de la température sont introduits. Diverses techniques de mesure de rugosité et d'humidité sont aussi abordées.

Ensuite, nous présentons trois modèles électromagnétiques de rétrodiffusion de surface, les plus couramment utilisés et dépendant des paramètres de surface et des caractéristiques du radar. Le premier, le modèle des petites perturbations (SPM), est utilisé pour des surfaces peu rugueuses. Le second modèle est basé sur l'approximation de Kirchhoff et s'applique à des surfaces très rugueuses. Ces deux modèles sont utilisables pour des valeurs de rugosité limitées. Par conséquent, le troisième étudié concerne la méthode de l'équation intégrale (IEM), qui recouvre un plus large domaine de validité.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les principes de mesure et de filtrage de données

SAR polarimétriques ainsi que les données SAR qui seront utilisées tout au long de ce mémoire pour la validation des différentes techniques proposées lors de cette étude.

Les principes de base de l'acquisition et du traitement de données SAR monostatiques sont exposés. Ces procédés de mesures confèrent aux données mesurées des caractéristiques qu'il est indispensable de prendre en compte lors des traitements d'analyse. Ces particularités sont liées à la sommation cohérente des réponses d'un grand nombre de diffuseurs élémentaires, la projection de la réponse des cibles située au sol sur un plan oblique et aux paramètres du radar.

L'opération de sommation cohérente lors de la mesure de données SAR entraîne l'apparition d'un bruit multiplicatif, appelé speckle, qui perturbe fortement les traitements des données radar ainsi que l'interprétation de leur résultat. Nous présentons un des filtres polarimétriques de speckle les plus performants à l'heure actuelle proposé par J. S. Lee.

Les données polarimétriques acquises en mode SAR et en mode diffusiométrique dans la chambre anéchoïde du Laboratoire de Signature Micro-onde Européen (EMSL) du Centre de Recherche Joint (JRC) à Ispra (Italie) pour différentes fréquences et différentes résolutions et utilisées dans les chapitres IV et V sont présentées.

Le quatrième chapitre est consacré à l'extraction des paramètres physiques de surface à partir de données SAR polarimétriques et multi-fréquentielles. L'utilisation de plusieurs fréquences apporte un surcroît d'information car les ondes incidentes dont les longueurs d'ondes diffèrent, interagissent avec des parties différentes de la surface. Les propriétés de diffusion d'un milieu naturel sont sensibles à des variations de la fréquence d'observation. Cette sensibilité est fonction de ses caractéristiques physiques telles que sa structure, ses dimensions par rapport à la longueur d'onde incidente.

Une première partie rappelle différents modèles existants d'inversion de données SAR, modèles développés par Y. Oh, P. Dubois et S. Cloude. Dans le but de créer une technique d'extraction de paramètres de surface basée sur un modèle de diffusion, certaines conditions telles que un modèle simple, robuste et valide sur un large domaine de rugosité sont requises. L'observation de mesures acquises par un diffusiomètre permet de justifier du choix de l'IEM comme modèle de diffusion.

L'analyse des variations des descripteurs polarimétriques en fonction des caractéristiques physiques du sol est menée. Les comportements de ces paramètres polarimétriques sont observés lorsque toutes les caractéristiques du sol (la constante diélectrique, la longueur de corrélation et l'écart-type des hauteurs) varient, ceci dans le but d'établir des relations quantitatives entre la rugosité et l'humidité du sol et les descripteurs polarimétriques.

Ces relations nous permettent de proposer deux méthodes originales et novatrices d'inversion d'images SAR polarimétriques multi-fréquentielles en considérant de façon indépendante l'information polarimétrique contenue dans chacune des images.

La première méthode utilise deux "basses fréquences " alors que la deuxième méthode utilise une "basse et une haute fréquence".

Les différents algorithmes d'inversion sont appliqués sur le jeu de données SAR acquises au JRC en bande S, C, X et Ku.

Dans le cas de l'imagerie SAR, la surface observée par le radar est limitée par la dimension de la cellule de résolution.

Le dernier chapitre porte sur l'influence de la résolution SAR sur la diffusion par une surface rugueuse. Les travaux menés sur ce sujet ont observé l'influence qualitative de la taille de la résolution spatiale du SAR sur le signal SAR rétrodiffusé par une surface rugueuse.

Un modèle de diffusion de surface original et novateur afin de déterminer l'influence qualitative de la taille de la cellule de résolution est ainsi proposé.

Pour ce faire, la surface rugueuse est caractérisée comme un processus deux-échelles où les ordres d'amplitude de la petite et de la grande échelle sont fixés par la résolution spatiale du SAR. Le cas particulier de la surface gaussienne est traité.

Les orientations des cellules de résolution sont calculées à partir de la surface grande échelle et sont utilisées en entrée du modèle IEM. Celui-ci calcule, en utilisant la rugosité de surface liée à la petite échelle, les coefficients de rétrodiffusion pour chaque cellule de résolution. Enfin, la réponse polarimétrique globale de la scène est obtenue par la moyenne sur la surface grande échelle des différents paramètres polarimétriques, associés à chaque cellule de résolution.

Les résultats obtenus avec le modèle deux-échelles sont validés avec les mesures SAR polarimétriques acquises au JRC pour plusieurs valeurs de résolution.

CHAPITRE I. INTRODUCTION A LA THEORIE DE LA POLARIMETRIE RADAR

I.1 INTRODUCTION

L'utilisation de données SAR polarimétriques permet une meilleure caractérisation des interactions d'une onde électromagnétique avec une surface rugueuse puisque la polarisation d'une onde diffusée est étroitement liée aux caractéristiques géométriques et biophysiques du milieu observé. L'étude et l'analyse de l'état de polarisation d'une onde électromagnétique sont par conséquent indispensables dans le cadre de l'inversion des données radar afin de retrouver les paramètres physiques de l'environnement naturel.

Ce chapitre présente les outils polarimétriques essentiels qui seront utilisés pour l'analyse et l'interprétation de la diffusion d'une onde par une surface rugueuse, il s'articule en trois parties distinctes.

Dans une première partie, la représentation cohérente d'une onde électromagnétique est introduite sous la forme du vecteur de Jones. La matrice de diffusion établie par G. Sinclair permet de relier le vecteur de Jones du champ incident au vecteur de Jones diffusé par la cible et ainsi de prendre en compte la modification de la polarisation de l'onde lors de son interaction avec la cible. Les matrices de changement de base polarimétrique associées à la matrice de diffusion, sont introduites et le passage de la base linéaire à la base circulaire est plus précisément traité. Par ailleurs, un rappel des différents formalismes utilisés pour représenter les bases d'émission et de réception de l'onde est présenté.

Dans la deuxième partie, les représentations polarimétriques incohérentes sont introduites sous la forme de la matrice de covariance et de la matrice de cohérence. Les opérations de changement de base de ces matrices sont aussi présentées. Ces représentations incohérentes sont nécessaires pour la description statistique du comportement polarimétrique des fluctuations d'un milieu naturel.

Les traitements associés à la mesure de données SAR polarimétriques d'environnements naturels nécessitant des opérations de sommation incohérente, il est nécessaire d'utiliser les théorèmes de décomposition polarimétrique afin d'analyser et d'interpréter les phénomènes de rétrodiffusion sous-jacents. La troisième partie de ce chapitre présente le théorème de décomposition de la matrice de cohérence développé par S. Cloude et E. Pottier [Cloude 1996]. Différents descripteurs polarimétriques, calculés à partir des valeurs et vecteurs propres de la matrice de cohérence obtenus après décomposition, permettent une interprétation physique du mécanisme moyen de rétrodiffusion du milieu observé.

Dans la dernière partie, différentes propriétés de symétrie des cibles naturelles ainsi que les

formes particulières des matrices de cohérence associées sont exposées. Le cas particulier de la symétrie de réflexion, caractéristique des surfaces naturelles, est traité de manière plus approfondie. A partir des expressions des valeurs propres de la matrice de cohérence, nous introduisons un nouveau descripteur polarimétrique, l'ERD (Eigenvalue Relative Difference en anglais) qui permettra par la suite de caractériser finement les paramètres physiques d'une surface rugueuse [Allain 2003].

I.2 REPRESENTATION COHERENTE DE L'INFORMATION POLARIMETRIQUE

I.2.1 Polarisation d'une onde

I.2.1.1 Champ électrique d'une onde plane

Un champ électrique $\vec{\xi}(\vec{r}, t)$ se propageant, en l'absence de charge, dans un milieu homogène, linéaire et isotrope vérifie l'équation de propagation suivante :

$$\Delta \vec{\xi}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\xi}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (I.1)$$

où \vec{r} est le vecteur de position défini par rapport à un système de coordonnées spécifique.

Dans le cas d'une onde plane monochromatique, l'expression du champ électrique défini dans le repère $(O, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ pour lequel \hat{z} correspond à la direction de propagation, est donnée par :

$$\vec{\xi}(z, t) = \begin{cases} \xi_x = \xi_{ox} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ \xi_y = \xi_{oy} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{cases} \quad (I.2)$$

où $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ est le nombre d'onde et ω la pulsation de l'onde. Les termes δ_x et δ_y représentent les phases absolues des composantes pour $z = 0$ et $t = 0$. A un instant t fixé, la valeur du champ dépend seulement de sa position, z , le long de l'axe de propagation. Ainsi, le champ électrique est constant sur un plan orthogonal à la direction de propagation, appelé plan équiphase.

I.2.1.2 L'ellipse de polarisation

A un instant t donné, le vecteur champ électrique se propageant selon l'axe \hat{z} décrit une trajectoire hélicoïdale.

La polarisation d'une onde traduit, en un point donné, l'évolution du vecteur champ électrique au cours du temps. Les composantes transverses du champ électrique vérifient l'équation suivante:

$$\left(\frac{\xi_x}{\xi_{0x}} \right)^2 - 2 \frac{\xi_x \xi_y}{\xi_{0x} \xi_{0y}} \cos(\delta_y - \delta_x) + \left(\frac{\xi_y}{\xi_{0y}} \right)^2 = \sin(\delta_y - \delta_x)^2 \quad (I.3)$$

Ainsi, pour une abscisse $z = z_0$ fixée, l'extrémité du champ $\vec{\xi}(z_0, t)$ décrit au cours du temps une trajectoire elliptique représentée sur la figure I.1.

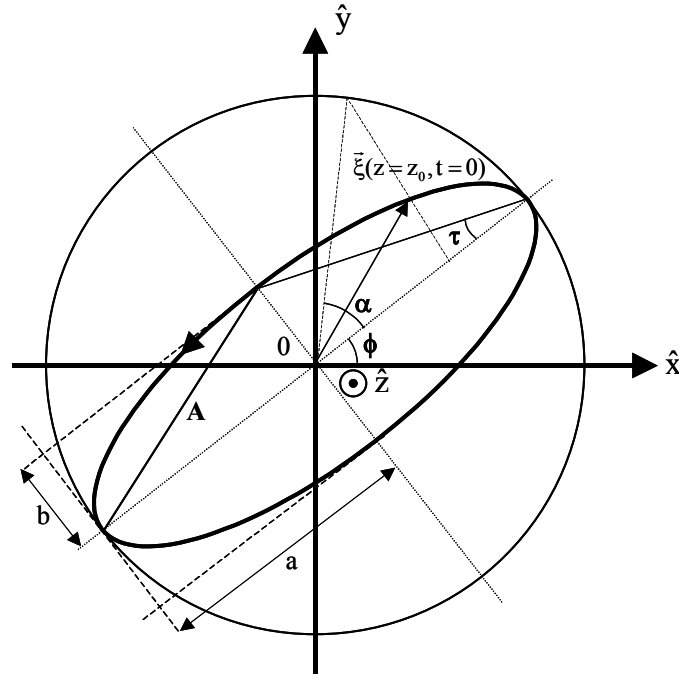


Figure I.1 Ellipse de polarisation

L'état de polarisation est totalement défini par les paramètres géométriques de l'ellipse [Azzam 1977][Born 1990][Boerner 1992] :

- La direction de propagation, colinéaire à \hat{z} .
- L'angle d'orientation, ϕ , formé par le grand axe de l'ellipse et l'axe des x croissants qui est défini sur $[-\pi/2, \pi/2]$.
- L'ellipticité, τ , représente l'ouverture de l'ellipse et appartient au domaine $[-\pi/4, \pi/4]$. Le signe de τ signale le sens de parcours de l'ellipse ($\tau > 0$ indique une polarisation main gauche et $\tau < 0$ indique une polarisation main droite). Lorsque τ est nul, la polarisation est dite linéaire, alors que $\tau = \pm\pi/4$ traduit une polarisation circulaire. Une valeur de τ quelconque correspond à une polarisation elliptique.
- L'amplitude de l'ellipse, A , est fonction de la longueur des axes de l'ellipse, $A = \sqrt{a^2 + b^2}$. Son carré est proportionnel à la densité d'énergie de l'onde recueillie au point d'observation du champ.
- La phase absolue du vecteur champ électrique à $t = 0$ est représentée par α .

Les paramètres de l'ellipse de polarisation sont, pour une onde plane monochromatique, indépendants du temps. Le produit kz dans (I.2) représente un déphasage commun aux deux composantes du champ et n'apporte pas d'information sur la polarisation de l'onde. L'étude de la polarisation peut donc se restreindre à un plan équiphase, en considérant la variable z égale à une constante.

1.2.1.3 Vecteur de Jones

La formulation de l'équation du champ électrique introduite en (I.2) sous une forme complexe permet de séparer les éléments liés au temps et à la position le long de l'axe de propagation de la façon suivante :

$$\vec{\xi}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{E}(\vec{r})e^{j\omega t}) \quad (\text{I.4})$$

Le vecteur $\vec{E}(\vec{r}) = \underline{E}e^{-jkz}$ représente l'enveloppe complexe de $\vec{\xi}(\vec{r}, t)$.

Le vecteur de Jones, \underline{E} , est défini comme une représentation complexe du champ électrique indépendante du temps et située à une abscisse $z = 0$. Il décrit les propriétés polarimétriques d'une onde TEM monochromatique et peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\underline{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_x| e^{j\delta_x} \\ |E_y| e^{j\delta_y} \end{bmatrix} \quad (\text{I.5})$$

Tout état de polarisation représenté par son vecteur de Jones est exprimé dans une base orthogonale (\hat{x}, \hat{y}) comme suit :

$$\underline{E}_{(\hat{x}, \hat{y})} = E_{\hat{x}} \hat{x} + E_{\hat{y}} \hat{y} \quad (\text{I.6})$$

Le vecteur de Jones contient l'information complète sur les amplitudes et les phases des composantes du champ, ainsi que sur l'état de polarisation de l'onde. Il peut de ce fait s'écrire, dans la base (\hat{x}, \hat{y}) , en fonction des paramètres de l'ellipse de polarisation de la façon suivante :

$$\underline{E}_{(\hat{x}, \hat{y})} = A e^{-j\alpha} \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \tau \\ j \sin \tau \end{bmatrix} \quad (\text{I.7})$$

Des exemples de vecteurs de Jones associés à des états de polarisation canoniques sont donnés dans le tableau I.1. Ces vecteurs sont de norme unitaire, possèdent une phase absolue nulle et sont représentés dans la base de polarisation horizontale-verticale (\hat{x}, \hat{y}) .

Etat de polarisation	Ellipticité τ (°)	Orientation ϕ (°)	$\underline{E}_{(\hat{x}, \hat{y})}$
Linéaire vertical	0	90	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Linéaire horizontal	0	0	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Circulaire gauche	+45	Indéterminée	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$
Circulaire droite	-45	Indéterminée	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$

Tableau I.1 Exemples de vecteurs de Jones associés à des états de polarisation canoniques

I.2.2 Matrice de diffusion polarimétrique cohérente

Lors de l'interaction d'une onde électromagnétique incidente avec une cible radar, l'onde diffusée possède en général des propriétés polarimétriques différentes de celles de l'onde incidente.

Pour une configuration de mesure bistatique donnée, configuration pour laquelle les antennes d'émission et de réception sont localisées à des emplacements différents, la modification de la polarisation due à la cible est modélisée sous la forme d'un opérateur matriciel non symétrique. Ainsi, la matrice de diffusion cohérente ou de Sinclair, \mathbf{S} , [Sinclair 1950] qui est une matrice complexe (2×2), relie le vecteur de Jones incident, \underline{E}^i , au vecteur de Jones diffusé, \underline{E}^s , tous deux définis dans un système de coordonnées local (\hat{x}, \hat{y}) [Boerner 1995] comme suit :

$$\underline{E}^s = \mathbf{S} \underline{E}^i = \begin{bmatrix} S_{XX} & S_{XY} \\ S_{YX} & S_{YY} \end{bmatrix} \underline{E}^i \quad (\text{I.8})$$

L'indice de droite des éléments de la matrice de diffusion représente la polarisation incidente et celui de gauche la polarisation diffusée. Les éléments diagonaux de la matrice de Sinclair sont les éléments co-polarisés (co-polar en anglais) car ils représentent le coefficient multiplicatif complexe reliant les projections des vecteurs de Jones incident et réfléchi sur le même axe de la base de polarisation. Les autres coefficients de \mathbf{S} sont appelés éléments en polarisation croisée (cross-polar en anglais).

Pour une configuration de mesure donnée, la matrice de Sinclair définit totalement la modification de la polarisation d'une onde incidente lors de l'interaction avec une cible radar.

Le span de la matrice \mathbf{S} , correspondant à la puissance totale diffusée par une cible radar, est un invariant de la cible par changement de base de polarisation et est défini par :

$$\text{span}(\mathbf{S}) = |S_{XX}|^2 + |S_{XY}|^2 + |S_{YX}|^2 + |S_{YY}|^2 \quad (\text{I.9})$$

Une représentation relative de la matrice de diffusion, \mathbf{S}_R , est souvent utilisée lors de traitements ne nécessitant que la connaissance des phases définies par rapport à une référence, φ_{XX} .

$$\mathbf{S} = e^{j\varphi_{XX}} \begin{bmatrix} |S_{XX}| & |S_{XY}| e^{j(\varphi_{XY} - \varphi_{XX})} \\ |S_{YX}| e^{j(\varphi_{YX} - \varphi_{XX})} & |S_{YY}| e^{j(\varphi_{YY} - \varphi_{XX})} \end{bmatrix} = e^{j\varphi_{XX}} \mathbf{S}_R \quad (\text{I.10})$$

La matrice de Sinclair relative est définie par sept paramètres indépendants dans le cas bistatique, quatre modules et trois phases.

Dans le cas monostatique (en rétrodiffusion), lorsque l'émetteur et le récepteur sont localisés au même emplacement, les éléments en polarisation croisée de la matrice de diffusion deviennent égaux $S_{XY} = S_{YX}$, la matrice de diffusion relative \mathbf{S}_R est alors symétrique et définie par 5 variables réelles (trois modules et deux phases).

Le tableau suivant donne les matrices de diffusion normalisées de quelques cibles canoniques dans la base de polarisation (\hat{x}, \hat{y}) [Krogager 1991]. L'angle ψ représente l'orientation de l'axe de

symétrie principal de la cible canonique autour de l'axe de visée du radar.

Cible canonique	$\mathbf{S}_{(\hat{x}, \hat{y})}$
Sphère, plan, trièdre	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Dipôle	$\begin{bmatrix} \cos^2 \psi & \frac{1}{2} \sin 2\psi \\ \frac{1}{2} \sin 2\psi & \sin^2 \psi \end{bmatrix}$
Dièdre	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\psi & \sin 2\psi \\ \sin 2\psi & -\cos 2\psi \end{bmatrix}$
Hélice droite	$\frac{1}{2} e^{-j2\psi} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & -1 \end{bmatrix}$
Hélice gauche	$\frac{1}{2} e^{j2\psi} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & -1 \end{bmatrix}$

Tableau I.2 Exemples de matrices de Sinclair associées à des cibles canoniques

I.2.3 Changement de base d'état de polarisation d'une représentation cohérente

I.2.3.1 Matrices de changement de base 2×2

Deux vecteurs de Jones de normes égales correspondent au moyen d'un opérateur Spécial Unitaire, à éléments complexes qui appartient au groupe SU(2). Le groupe SU(2) est défini à partir d'une base à trois éléments qui est généralement formée à l'aide du groupe des matrices de Pauli définies en (I.31) [Pottier 1992].

Les trois opérateurs spéciaux unitaires correspondants sont :

$$\mathbf{U}_2(\alpha) = \begin{bmatrix} e^{-j\alpha} & 0 \\ 0 & e^{j\alpha} \end{bmatrix}, \mathbf{U}_2(\tau) = \begin{bmatrix} \cos \tau & j \sin \tau \\ j \sin \tau & \cos \tau \end{bmatrix}, \mathbf{U}_2(\phi) = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \quad (\text{I.11})$$

L'opérateur spécial unitaire $\mathbf{U}_2(\alpha)$ correspond à un déphasage complexe, $\mathbf{U}_2(\tau)$ à une transformation elliptique et $\mathbf{U}_2(\phi)$ à une rotation. Ces trois opérateurs vérifient $[\mathbf{U}_2]^{-1} = [\mathbf{U}_2]^\dagger$ et $\det[\mathbf{U}_2] = +1$.

La base de polarisation orthonormée cartésienne (\hat{x}, \hat{y}) est formée par les vecteurs de Jones représentant un état de polarisation respectivement horizontal et vertical. A partir de (I.7), un vecteur de Jones unitaire exprimé dans la base (\hat{x}, \hat{y}) s'écrit en fonction des paramètres de l'ellipse

de polarisation de la façon suivante :

$$\underline{E}_{(\hat{x}, \hat{y})} = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \tau & j \sin \tau \\ j \sin \tau & \cos \tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j\alpha} & 0 \\ 0 & e^{j\alpha} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \mathbf{U}_2(\phi) \mathbf{U}_2(\tau) \mathbf{U}_2(\alpha) \hat{x} \quad (\text{I.12})$$

La transformation de la base orthonormée (\hat{u}_A, \hat{u}_B) vers la base orthonormée (\hat{u}_P, \hat{u}_Q) est définie par l'opérateur spécial unitaire suivant :

$$\mathbf{U}_{2(\hat{u}_P, \hat{u}_Q) \rightarrow (\hat{u}_A, \hat{u}_B)} = \mathbf{U}_2(\phi_A) \mathbf{U}_2(\tau_A) \mathbf{U}_2(\alpha_A) \mathbf{U}_2(-\alpha_P) \mathbf{U}_2(-\tau_P) \mathbf{U}_2(-\phi_P) \quad (\text{I.13})$$

Ainsi, l'expression du vecteur de Jones, $\underline{E}_{(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)}$, dans la base de polarisation (\hat{u}_A, \hat{u}_B) est donnée par :

$$\underline{E}_{(\hat{u}_A, \hat{u}_B)} = \mathbf{U}_{2(\hat{u}_P, \hat{u}_Q) \rightarrow (\hat{u}_A, \hat{u}_B)} \underline{E}_{(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} \quad (\text{I.14})$$

La matrice de Sinclair définie dans la base (\hat{u}_P, \hat{u}_Q) , relie le vecteur de Jones incident au vecteur de Jones diffusé de la façon suivante :

$$\underline{E}_{S(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} = \mathbf{S}_{(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} \underline{E}_{i(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} \quad (\text{I.15})$$

La relation entre les vecteurs de Jones incidents dans les deux bases de polarisation est formulée en (I.14). Afin d'exprimer la correspondance entre les vecteurs de Jones diffusés dans les deux bases de polarisation, il faut tenir compte du fait que dans le cas monostatique, la direction de propagation du champ diffusé est opposée à celle du champ incident. La relation est la suivante :

$$\underline{E}_{S(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} = \mathbf{U}_{2(\hat{u}_A, \hat{u}_B) \rightarrow (\hat{u}_P, \hat{u}_Q)}^* \underline{E}_{S(\hat{u}_A, \hat{u}_B)} \quad (\text{I.16})$$

A partir des expressions (I.14), (I.15) et (I.16), la matrice de diffusion est exprimée au moyen d'une co-similarité dans la nouvelle base (\hat{u}_A, \hat{u}_B) comme [Ferro-Famil 2000] :

$$\mathbf{S}_{(\hat{u}_A, \hat{u}_B)} = \mathbf{U}_{2(\hat{u}_A, \hat{u}_B) \rightarrow (\hat{u}_P, \hat{u}_Q)}^T \mathbf{S}_{(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} \mathbf{U}_{2(\hat{u}_A, \hat{u}_B) \rightarrow (\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} \quad (\text{I.17})$$

La transformation depuis la base (\hat{x}, \hat{y}) vers une base elliptique orthonormée quelconque est définie par l'opérateur spécial unitaire suivant :

$$\mathbf{U}_{2(\hat{x}, \hat{y}) \rightarrow (\hat{u}_A, \hat{u}_B)} = \mathbf{U}_2(\phi_A) \mathbf{U}_2(\tau_A) \mathbf{U}_2(\alpha_A) \quad (\text{I.18})$$

1.2.3.2 Cas de la polarisation circulaire

La matrice de passage de la base cartésienne (\hat{x}, \hat{y}) à la base circulaire (\hat{L}, \hat{L}_\perp) est donnée par :

$$\mathbf{U}_{2(\hat{x}, \hat{y}) \rightarrow (\hat{L}, \hat{L}_\perp)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.19})$$

où l'indice \hat{L} correspond à la polarisation circulaire gauche (L pour left en anglais).

La matrice de diffusion dans la base de polarisation circulaire est facilement obtenue en appliquant la relation (I.17) :

$$\begin{bmatrix} S_{LL} & S_{LL_{\perp}} \\ S_{LL_{\perp}} & S_{L_{\perp}L_{\perp}} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{XX} & S_{XY} \\ S_{XY} & S_{YY} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.20})$$

Les éléments correspondent avec les éléments de la matrice de diffusion dans la base horizontale-verticale au moyen des relations suivantes :

$$\begin{aligned} S_{LL} &= \frac{S_{XX} + j2S_{XY} - S_{YY}}{2} \\ S_{L_{\perp}L_{\perp}} &= \frac{-S_{XX} + j2S_{XY} + S_{YY}}{2} \\ S_{L_{\perp}L} &= \frac{j(S_{XX} + S_{YY})}{2} \end{aligned} \quad (\text{I.21})$$

I.2.4 Conventions des systèmes de coordonnées

L'utilisation de mesures basées sur le principe d'émission-réception d'ondes nécessite la définition de bases de polarisation. Deux conventions, FSA (Forward Scattering Alignment) et BSA (Back Scattering Alignment) qui diffèrent par leur définition de la base de polarisation en réception, sont utilisées [Ulaby 1990].

I.2.4.1 Base de polarisation d'émission

Cette base est définie par le trièdre direct $(\hat{k}_i, \hat{v}_i, \hat{h}_i)$. Une analyse géométrique permet de relier cette base au repère $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ dans lequel est représentée la scène mesurée. Le plan d'incidence est déterminé par le vecteur de propagation \hat{k}_i et l'axe vertical \hat{z} du repère cartésien. L'angle ϕ_i est défini comme l'angle reliant l'axe \hat{x} à l'axe formé par l'intersection du plan $(\hat{x}\hat{O}\hat{y})$ et du plan d'incidence. L'angle d'incidence, θ_i , relie le vecteur de propagation \hat{k}_i et l'axe \hat{z} , $\theta_i \in [0; \pi/2]$.

Le repère $(\hat{k}_i, \hat{v}_i, \hat{h}_i)$ s'exprime donc comme :

$$\begin{aligned} \hat{k}_i &= \sin \theta_i \cos \phi_i \hat{x} + \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{y} - \cos \theta_i \hat{z} \\ \hat{v}_i &= -\cos \theta_i \cos \phi_i \hat{x} - \cos \theta_i \sin \phi_i \hat{y} - \sin \theta_i \hat{z} \\ \hat{h}_i &= -\sin \phi_i \hat{x} + \cos \phi_i \hat{y} \end{aligned} \quad (\text{I.22})$$

I.2.4.2 Base de polarisation en réception - Convention FSA

La base de polarisation FSA est représentée sur la figure I.2 par le trièdre direct $(\hat{k}_f, \hat{v}_f, \hat{h}_f)$.

Les angles θ_s et ϕ_s représentent les angles de diffusion. La base de polarisation FSA est définie par :

$$\begin{aligned}\hat{k}_f &= \sin \theta_s \cos \phi_s \hat{x} + \sin \theta_s \sin \phi_s \hat{y} + \cos \theta_s \hat{z} \\ \hat{v}_f &= \cos \theta_s \cos \phi_s \hat{x} + \cos \theta_s \sin \phi_s \hat{y} - \sin \theta_s \hat{z} \\ \hat{h}_f &= -\sin \phi_s \hat{x} + \cos \phi_s \hat{y}\end{aligned}\tag{I.23}$$

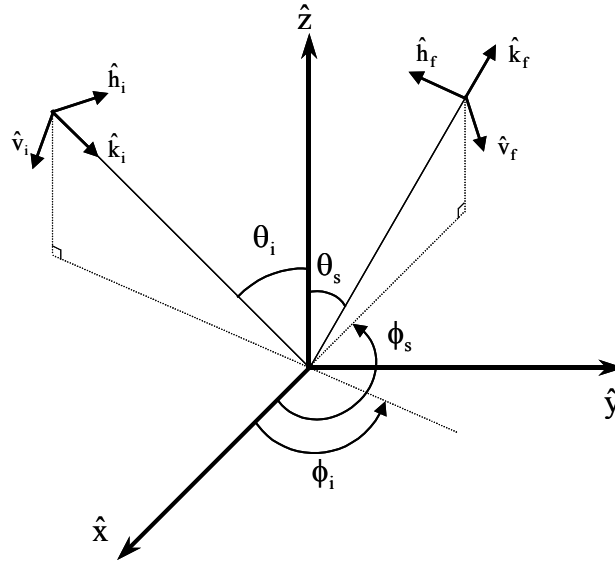


Figure I.2 Convention FSA

Ce système de coordonnées est plus adapté aux problèmes de diffusion bistatique, alors que le système BSA est préféré lors d'études en rétrodiffusion.

I.2.4.3 Base de polarisation en réception - Convention BSA

Sur la figure I.3, la base BSA est représentée par $(\hat{k}_b, \hat{v}_b, \hat{h}_b)$.

La base de polarisation BSA est définie par :

$$\begin{aligned}\hat{k}_b &= -\sin \theta_s \cos \phi_s \hat{x} - \sin \theta_s \sin \phi_s \hat{y} - \cos \theta_s \hat{z} \\ \hat{v}_b &= \cos \theta_s \cos \phi_s \hat{x} + \cos \theta_s \sin \phi_s \hat{y} - \sin \theta_s \hat{z} \\ \hat{h}_b &= \sin \phi_s \hat{x} - \cos \phi_s \hat{y}\end{aligned}\tag{I.24}$$

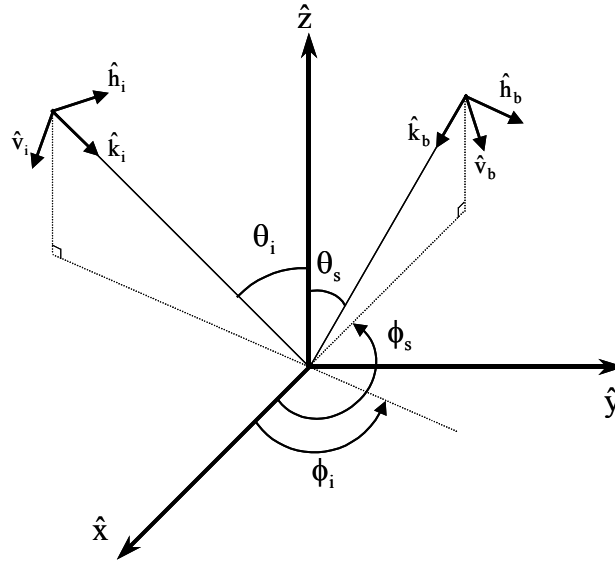


Figure I.3 Convention BSA

Dans le cas particulier de la rétrodiffusion ($\theta_s = \theta$ et $\phi_s = \phi + \pi$), le repère de réception BSA de l'onde diffusée est identique à celui de l'onde émise. Dans ce cas, la matrice de diffusion est symétrique.

La relation entre les matrices de diffusion représentées en convention BSA et FSA est donnée par :

$$\mathbf{S}_{\text{FSA}} = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{S}_{\text{BSA}} \quad (\text{I.25})$$

I.3 REPRESENTATION INCOHERENTE DE L'INFORMATION POLARIMETRIQUE

I.3.1 Degré de polarisation d'une onde

Le vecteur de Jones abordé précédemment permet de décrire complètement les propriétés polarimétriques d'une onde plane monochromatique. Il est très fréquent en télédétection radar, que les paramètres de la polarisation d'une onde radar varient au cours du temps. Ceci peut être dû à des fluctuations de la cible observée ou à des instabilités du système de mesure qui entraînent la pollution de l'onde par un bruit. Il est alors nécessaire de caractériser les variations temporelles ou spatiales du vecteur de Jones de façon statistique au moyen de moments d'ordre 2.

Pour cela, la matrice de covariance du vecteur de Jones, \mathbf{J} , est définie comme [Boerner 1991] :

$$\mathbf{J} = \left\langle \underline{\mathbf{E}}_{(\hat{x}, \hat{y})} \underline{\mathbf{E}}_{(\hat{x}, \hat{y})}^\dagger \right\rangle = \begin{bmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{I.26})$$

où \dagger représente l'opérateur transpose conjugué et $\langle \rangle$ l'opérateur moyenne. Les termes diagonaux de \mathbf{J} sont les moments d'ordre deux des composantes du vecteur de Jones.

La matrice de covariance étant hermitienne semi-définie positive, elle possède des valeurs propres réelles positives ou nulles reliées aux moments d'ordre 2 du vecteur de Jones, qui sont données par :

$$\lambda_{1,2} = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4A}}{2} \quad (\text{I.27})$$

avec $A = \det(\mathbf{J})$ et $B = \text{trace}(\mathbf{J})$.

Le degré de polarisation, γ , est obtenu au moyen des valeurs propres comme suit :

$$\gamma = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (\text{I.28})$$

Lorsque la polarisation est constante au cours du temps, le module du coefficient de corrélation entre les canaux de polarisation est égal à 1. Dans ce cas, λ_2 est nulle, \mathbf{J} est alors de rang 1 et γ est égal à 1. Lorsque le module du coefficient atteint 0, la polarisation de l'onde est totalement aléatoire et γ est nul. Une onde est totalement polarisée lorsque $\gamma = 1$.

Une cible pure est définie par J.R. Huynen [Huynen 1970] comme une cible diffusant une onde entièrement polarisée lorsqu'elle est également illuminée par une onde totalement polarisée, la matrice de Sinclair décrit alors complètement les propriétés polarimétriques de la cible.

Dans le cas contraire, il est nécessaire d'étudier les statistiques d'ordre 2 des éléments de \mathbf{S} . Le terme de cible distribuée est alors utilisé et le comportement polarimétrique de la cible est représenté par des matrices incohérentes, telles que la matrice de covariance et la matrice de cohérence.

I.3.2 Les vecteurs cibles

Le calcul des moments d'ordre 2 des coefficients de la matrice de diffusion requiert une formulation vectorielle de \mathbf{S} , appelée vecteur cible. Ce vecteur \mathbf{k} , obtenu par projection de \mathbf{S} , est composé de quatre éléments complexes et défini comme [Cloude 1996][Boerner 1995] :

$$\mathbf{k} = \frac{1}{2} \text{Trace}(\mathbf{S}\Psi) = [k_0, k_1, k_2, k_3]^T \quad (\text{I.29})$$

où Ψ est un ensemble de matrices complexes qui définissent une base de projection [Cloude 1986].

Les deux ensembles de matrices les plus souvent utilisés sont : Ψ_L qui correspond à l'ordonnancement lexicographique des éléments de \mathbf{S} et Ψ_P qui correspond à la base des matrices de Pauli modifiées.

$$\Psi_L : \left\{ \begin{bmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 2 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 2 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 2 \end{bmatrix} \right\} \quad (\text{I.30})$$

$$\Psi_p : \sqrt{2}\{\sigma_i\} \text{ avec } \sigma_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \sigma_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \sigma_3 = \begin{bmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.31})$$

Les vecteurs cibles résultant, dans le cas bistatique, sont :

$$\mathbf{k}_L = \begin{bmatrix} S_{XX} \\ S_{XY} \\ S_{YX} \\ S_{YY} \end{bmatrix} \quad \mathbf{k}_P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} S_{XX} + S_{YY} \\ S_{XX} - S_{YY} \\ S_{XY} + S_{YX} \\ j(S_{XY} - S_{YX}) \end{bmatrix} \quad (\text{I.32})$$

Dans le cas monostatique, un des éléments du vecteur cible est redondant. Pour une formulation plus simple, les vecteurs cibles sont alors définis par trois éléments et s'écrivent :

$$\mathbf{k}_L = \begin{bmatrix} S_{XX} \\ \sqrt{2}S_{XY} \\ S_{YY} \end{bmatrix} \quad \mathbf{k}_P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} S_{XX} + S_{YY} \\ S_{XX} - S_{YY} \\ 2S_{XY} \end{bmatrix} \quad (\text{I.33})$$

Ces vecteurs cibles contiennent toute l'information polarimétrique cohérente. Leur norme est égale au span de la cible.

Les deux représentations, \mathbf{k}_L et \mathbf{k}_P , sont équivalentes et correspondent au moyen d'une matrice de transformation \mathbf{A} .

$$\mathbf{k}_L = \mathbf{A}\mathbf{k}_P \quad \text{avec} \quad \mathbf{A} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \\ 1 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.34})$$

Par la suite, seul le cas monostatique sera traité et les formulations données par (I.33) seront utilisées.

I.3.3 Matrice de covariance et matrice de cohérence

A partir des vecteurs cibles présentés en I.3.2, les matrices complexes polarimétriques de covariance et de cohérence sont construites. La matrice de covariance, \mathbf{C} , est obtenue à partir du produit direct du vecteur cible \mathbf{k}_L avec son transpose conjugué [Boerner 1992].

$$\mathbf{C} = \langle \mathbf{k}_L \mathbf{k}_L^* \rangle = \begin{bmatrix} \langle S_{XX} S_{XX}^* \rangle & \sqrt{2} \langle S_{XX} S_{XY}^* \rangle & \langle S_{XX} S_{YY}^* \rangle \\ \sqrt{2} \langle S_{XY} S_{XX}^* \rangle & 2 \langle S_{XY} S_{XY}^* \rangle & \sqrt{2} \langle S_{XY} S_{YY}^* \rangle \\ \langle S_{YY} S_{XX}^* \rangle & \sqrt{2} \langle S_{YY} S_{XY}^* \rangle & \langle S_{YY} S_{YY}^* \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{I.35})$$

Une alternative consiste à utiliser le vecteur cible \mathbf{k}_P et conduit à la matrice de cohérence, \mathbf{T} .

$$\mathbf{T} = \langle \mathbf{k}_p \mathbf{k}_p^\dagger \rangle$$

$$= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \langle (S_{XX} + S_{YY})(S_{XX} + S_{YY})^* \rangle & \langle (S_{XX} + S_{YY})(S_{XX} - S_{YY})^* \rangle & \langle 2(S_{XX} + S_{YY})S_{XY}^* \rangle \\ \langle (S_{XX} - S_{YY})(S_{XX} + S_{YY})^* \rangle & \langle (S_{XX} - S_{YY})(S_{XX} - S_{YY})^* \rangle & \langle 2(S_{XX} - S_{YY})S_{XY}^* \rangle \\ \langle 2S_{XY}(S_{XX} + S_{YY})^* \rangle & \langle 2S_{XY}(S_{XX} - S_{YY})^* \rangle & \langle 4S_{XY}S_{XY}^* \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{I.36})$$

D'après l'équation (I.34), ces deux matrices hermitiennes sont équivalentes et correspondent au moyen de la relation de passage suivante :

$$\mathbf{C} = \mathbf{A} \mathbf{T} \mathbf{A}^T \quad \text{et} \quad \mathbf{T} = \mathbf{A}^T \mathbf{C} \mathbf{A} \quad (\text{I.37})$$

Ces matrices étant hermitiennes semi-définies positives, cette relation unitaire implique que la matrice de covariance et la matrice de cohérence possèdent des valeurs propres identiques qui sont réelles positives ou nulles.

Lorsque la cible observée est pure, une onde incidente totalement polarisée est diffusée en une onde totalement polarisée. Les matrices \mathbf{S}_R relatives et la matrice \mathbf{T} (ou \mathbf{C}) sont équivalentes et définies par 5 paramètres réels.

Lorsque la cible observée fluctue, temporellement ou spatialement, elle est caractérisée de façon statistique en observant les moments d'ordre deux des éléments de la matrice de diffusion. Lors de l'analyse des propriétés d'une cible, les représentations incohérentes que sont la matrice de covariance polarimétrique, \mathbf{C} et la matrice de cohérence polarimétrique, \mathbf{T} , sont généralement utilisées. Les représentations incohérentes sont constituées de 9 paramètres réels distincts et ne sont plus équivalentes à une seule matrice relative. Une telle cible est alors appelée cible distribuée.

I.3.4 Changements de base d'état de polarisation d'une représentation incohérente

Deux vecteurs cibles de normes égales correspondent au moyen d'un opérateur unitaire (3×3), $\text{SU}(3)$, à éléments complexes, qui appartient au groupe des matrices Spéciales Unitaires $\text{SU}(3)$ [Ferro-Famil 2000].

L'étude est limitée ici au cas des trois opérateurs dont l'action sur un vecteur cible est similaire à l'action d'un des opérateurs de $\text{SU}(2)$ sur une matrice \mathbf{S} .

Les trois opérateurs spéciaux unitaires ($\text{SU}(3)$) sont :

$$\mathbf{U}_3(2\alpha) = \begin{bmatrix} \cos 2\alpha & -j \sin 2\alpha & 0 \\ -j \sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.38})$$

$$\mathbf{U}_3(2\tau) = \begin{bmatrix} \cos 2\tau & 0 & j\sin 2\tau \\ 0 & 1 & 0 \\ +j\sin 2\tau & 0 & \cos 2\tau \end{bmatrix} \quad (\text{I.39})$$

$$\mathbf{U}_3(2\phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ 0 & -\sin 2\phi & \cos 2\phi \end{bmatrix} \quad (\text{I.40})$$

L'opérateur spécial unitaire $\mathbf{U}_3(2\alpha)$ correspond à un déphasage complexe, $\mathbf{U}_3(2\tau)$ à une transformation elliptique et $\mathbf{U}_3(2\phi)$ à une rotation. Ces trois opérateurs vérifient :

$$[\mathbf{U}_3]^{-1} = [\mathbf{U}_3]^\dagger \text{ et } \det[\mathbf{U}_3] = +1 \quad (\text{I.41})$$

Il est important de noter que ces opérateurs spéciaux unitaires sont définis pour des vecteurs cibles obtenus par projection sur la base de Pauli d'une matrice de Sinclair symétrique.

La transformation de la base orthonormée (\hat{u}_A, \hat{u}_B) vers la base orthonormée, (\hat{u}_P, \hat{u}_Q) est définie par l'opérateur spécial unitaire suivant :

$$\mathbf{U}_{\mathbf{3}(\hat{u}_Q, \hat{u}_P) \rightarrow (\hat{u}_A, \hat{u}_B)} = \mathbf{U}_3(2\phi_A) \mathbf{U}_3(2\tau_A) \mathbf{U}_3(2\alpha_A) \mathbf{U}_3(-2\alpha_P) \mathbf{U}_3(-2\tau_P) \mathbf{U}_3(-2\phi_P) \quad (\text{I.42})$$

Ainsi, le passage de la matrice de cohérence de la base (\hat{u}_P, \hat{u}_Q) à la base (\hat{u}_A, \hat{u}_B) se fait par l'opération suivante :

$$\mathbf{T}_{(\hat{u}_A, \hat{u}_B)} = \mathbf{U}_{\mathbf{3}(\hat{u}_P, \hat{u}_Q) \rightarrow (\hat{u}_A, \hat{u}_B)} \mathbf{T}_{(\hat{u}_P, \hat{u}_Q)} \mathbf{U}_{\mathbf{3}(\hat{u}_P, \hat{u}_Q) \rightarrow (\hat{u}_A, \hat{u}_B)}^{-1} \quad (\text{I.43})$$

Les changements de base d'état de polarisation sont très largement utilisés lors de l'analyse des propriétés polarimétriques d'une cible radar car ils permettent, à partir de la mesure d'une cible dans une base orthonormée quelconque, de synthétiser artificiellement la réponse polarimétrique de cette même cible dans toute autre base orthonormée.

I.4 THEOREME DE DECOMPOSITION POLARIMETRIQUE AUX VALEURS ET VECTEURS PROPRES

Dans cette partie sont présentés les paramètres polarimétriques qui seront utilisés tout au long de ce document pour l'extraction de l'information physique de la cible.

Les théorèmes de décomposition polarimétrique incohérente ont pour but d'exprimer une matrice incohérente en une somme de matrices associées à des cibles pures qui peuvent être représentées sous la forme d'une matrice de diffusion relative ou d'un vecteur cible. Différents théorèmes de décomposition qui permettent d'analyser les propriétés polarimétriques de cibles distribuées ont été développés.

L'un des premiers, le théorème de décomposition par dichotomie de la cible, fut proposé par J. R. Huynen dans les années 70. Une cible distribuée est décomposée en une cible pure qui correspond au mécanisme de rétrodiffusion moyen et en une cible résiduelle [Huynen 1970]. L'interprétation phénoménologique des paramètres de Huynen a mis en évidence le fait que tous les éléments d'une représentation polarimétrique incohérente doivent être considérés de façon simultanée par des traitements totalement polarimétriques et non comme des coefficients traités de façon séparée. En introduisant le concept de cible pure et en interprétant la relation entre les éléments d'une représentation polarimétrique incohérente et les propriétés physiques du milieu observé, J. R. Huynen a permis l'essor de la polarimétrie radar moderne.

Un second théorème de décomposition polarimétrique, développé par A. Freeman [Freeman 1992], est souvent utilisé. Basé sur un modèle de diffusion, il permet de décomposer la matrice incohérente globale en trois mécanismes de rétrodiffusion canoniques souvent rencontrés qui sont la réflexion sur une surface, la diffusion par un volume et la double réflexion. Ce théorème impose que le milieu présente une symétrie de réflexion, ce qui limite le domaine d'utilisation de cette décomposition.

Le théorème de décomposition polarimétrique, développé par S.R. Cloude et E. Pottier et présenté dans cette partie, est basé sur la décomposition aux valeurs et vecteurs propres d'une représentation polarimétrique incohérente [Cloude 1996][Cloude 1997].

La projection d'une représentation polarimétrique incohérente sur la base de ses vecteurs propres permet de décomposer de façon unique une cible distribuée en une somme de trois cibles pures dont les vecteurs cibles sont orthogonaux. Une analyse statistique de la décomposition est entreprise pour extraire le phénomène moyen de diffusion à l'aide de différents descripteurs polarimétriques.

I.4.1 Décomposition de la matrice de cohérence

Ce théorème de décomposition se base sur l'analyse des valeurs/vecteurs propres de la matrice de cohérence hermitienne semi-définie positive, \mathbf{T} , qui sont obtenus de la manière suivante :

$$\mathbf{T} = \mathbf{V} \mathbf{\Sigma} \mathbf{V}^\dagger \quad (\text{I.44})$$

où \mathbf{V} représente la matrice complexe des vecteurs propres (3×3) et $\mathbf{\Sigma}$ la matrice diagonale (3×3) des valeurs propres réelles non négatives de \mathbf{T} . Ces deux matrices s'écrivent :

$$\mathbf{V} = [\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 \mathbf{v}_3] \quad \text{et} \quad \mathbf{\Sigma} = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3 \quad (\text{I.45})$$

Lorsque la cible est pure, la matrice \mathbf{T} est de rang 1, une seule valeur propre est non nulle et le vecteur propre associé représente le vecteur cible normalisé. Dans le cas général d'une cible distribuée, les trois valeurs propres sont différentes de zéro. Chacun des vecteurs propres constitue un vecteur cible et peut donc être associé à une cible pure. La cible distribuée est décomposée en

une somme de trois cibles pures caractérisées par des vecteurs cibles orthogonaux.

$$\mathbf{T} = \sum_{i=1}^3 \lambda_i \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i^* = \lambda_1 \mathbf{T}_1 + \lambda_2 \mathbf{T}_2 + \lambda_3 \mathbf{T}_3 \quad (\text{I.46})$$

Les matrices \mathbf{T}_1 , \mathbf{T}_2 et \mathbf{T}_3 étant de trace unitaire, les valeurs propres représentent la puissance associée à chacune des composantes.

S. Cloude a calculé les formes analytiques des valeurs et vecteurs propres obtenues après décomposition de la matrice de cohérence [Cloude 2001].

Reprenons l'expression de la matrice de cohérence :

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} a & z_1 & z_2 \\ z_1^* & b & z_3 \\ z_2^* & z_3^* & c \end{bmatrix} \quad (\text{I.47})$$

Les valeurs propres sont calculées directement comme :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{2^{1/3} S_2}{3 S_3^{1/3}} + \frac{\text{trace}(\mathbf{T})}{3} + \frac{S_3^{1/3}}{3 \cdot 2^{1/3}} \\ \lambda_2 &= \frac{(1 - i\sqrt{3}) S_2}{3 \cdot 2^{1/3} S_3^{1/3}} + \frac{\text{trace}(\mathbf{T})}{3} - \frac{(1 - i\sqrt{3}) S_3^{1/3}}{6 \cdot 2^{1/3}} \\ \lambda_3 &= \frac{(1 - i\sqrt{3}) S_2}{3 \cdot 2^{2/3} S_3^{1/3}} + \frac{\text{trace}(\mathbf{T})}{3} - \frac{(1 - i\sqrt{3}) S_3^{1/3}}{6 \cdot 2^{2/3}} \end{aligned} \quad (\text{I.48})$$

avec

$$\begin{aligned} S_1 &= ab + ac + bc - |z_1|^2 - |z_2|^2 - |z_3|^2 & S_2 &= a^2 - ab + b^2 - ac - bc + c^2 + 3(|z_1|^2 |z_2|^2 |z_3|^2) \\ S_3 &= \Delta + \sqrt{\Delta^2 - 4S_2^3} & \Delta &= 27 \det(\mathbf{T}) - 9S_1 \text{trace}(\mathbf{T}) + 2\text{trace}(\mathbf{T})^3 \end{aligned}$$

Les vecteurs propres sont aussi obtenus sous une forme analytique :

$$\mathbf{v}_i = \begin{bmatrix} \frac{(\lambda_i - c)}{z_2^*} + \frac{[(\lambda_i - c)z_1^* + z_2^* z_3]z_3^*}{[(b - \lambda_i)z_2^* + z_1^* z_3]z_2^*} \\ \frac{(\lambda_i - c)z_1^* + z_2^* z_3}{(b - \lambda_i)z_2^* + z_1^* z_3} \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.49})$$

I.4.2 Paramètres polarimétriques de la décomposition

I.4.2.1 Entropie et anisotropie

La somme des trois valeurs propres représente la puissance totale diffusée par la cible. La pseudo-probabilité de chaque valeur propre, p_i , correspond à la part de puissance associée à chaque mécanisme de rétrodiffusion de la cible distribuée et s'écrit :

$$p_i = \frac{\lambda_i}{\sum_{i=1}^3 \lambda_i} \quad \text{avec} \quad \sum_{i=1}^3 p_i = 1 \quad (\text{I.50})$$

La cible est modélisée suivant un processus de Bernoulli à trois symboles [Cloude 1996], c'est-à-dire que la cible est considérée comme étant la combinaison de trois contributions indépendantes et orthogonales, représentées par leurs trois vecteurs propres ou vecteurs cibles unitaires, qui se réalisent avec les pseudo-probabilités p_1 , p_2 et p_3 définies précédemment.

A partir des valeurs des pseudo-probabilités, deux paramètres polarimétriques liés à la nature de la cible sont extraits.

La première variable est l'entropie, H , qui représente le désordre polarimétrique de la scène observée. Elle indique le caractère aléatoire du phénomène global de rétrodiffusion.

$$H = -\sum_{i=1}^3 p_i \log_3(p_i) \quad \text{et} \quad 0 < H < 1 \quad (\text{I.51})$$

Dans le cas d'une cible pure, une seule valeur propre est différente de 0, l'entropie alors obtenue est nulle et la rétrodiffusion est déterministe. La mer et les sols lisses sont des milieux naturels présentant une entropie proche de 0.

Dans le cas d'une cible distribuée avec trois valeurs propres identiques, l'entropie devient égale à 1. La rétrodiffusion est assimilée à du bruit polarimétrique. La forêt dense est un milieu naturel avec une entropie proche de 1 (double réflexion sol-arbre, diffusion de volume par les branches et réflexion par la canopée).

Le second paramètre est l'anisotropie, A , qui caractérise l'importance relative des phénomènes secondaires.

$$A = \frac{p_2 - p_3}{p_2 + p_3} \quad \text{et} \quad 0 < A < 1 \quad (\text{I.52})$$

Pour deux mécanismes secondaires de même importance, l'anisotropie est nulle. Elle devient égale à 1 lorsque la probabilité de présence du troisième mécanisme est nulle.

L'anisotropie est généralement employée comme un paramètre complémentaire de l'entropie lorsque cette dernière devient élevée.

Après changement de base polarimétrique et en utilisant les propriétés de (I.41), les valeurs propres de la matrice de cohérence vérifient la relation :

$$\det(\mathbf{U}_3(\mathbf{T} - \lambda\mathbf{I})\mathbf{U}_3^{-1}) = \det(\mathbf{U}_3)\det(\mathbf{T} - \lambda\mathbf{I})\det(\mathbf{U}_3)^{-1} = \det(\mathbf{T} - \lambda\mathbf{I}) = 0 \quad (\text{I.53})$$

Il est alors évident que les valeurs propres sont invariantes par changement de base. L'anisotropie et l'entropie calculées à partir des valeurs propres sont par conséquent aussi invariantes par changement de base.

L'observation simultanée de l'entropie et de l'anisotropie permet de caractériser totalement l'importance des mécanismes de rétrodiffusion. Différentes configurations de répartition des valeurs propres sont représentées sur la figure I.4 [Pottier 1998].

a - Pour une entropie et une anisotropie faibles, p_1 est plus importante que les deux autres probabilités et p_2 est proche de p_3 . Le phénomène de rétrodiffusion global est constitué d'un seul mécanisme significatif.

b - Pour une entropie faible et une anisotropie forte, le premier mécanisme possède une forte probabilité et la probabilité du troisième mécanisme est quasiment nulle. Le phénomène global est alors constitué d'un mécanisme prépondérant accompagné d'un mécanisme secondaire.

c - Pour des valeurs d'entropie et d'anisotropie proches de 1, le phénomène possède deux mécanismes équiprobables. La probabilité du troisième mécanisme est nulle.

d - Pour une entropie proche de 1 et une anisotropie voisine de 0, les trois pseudo-probabilités sont identiques et le phénomène moyen de rétrodiffusion est aléatoire.

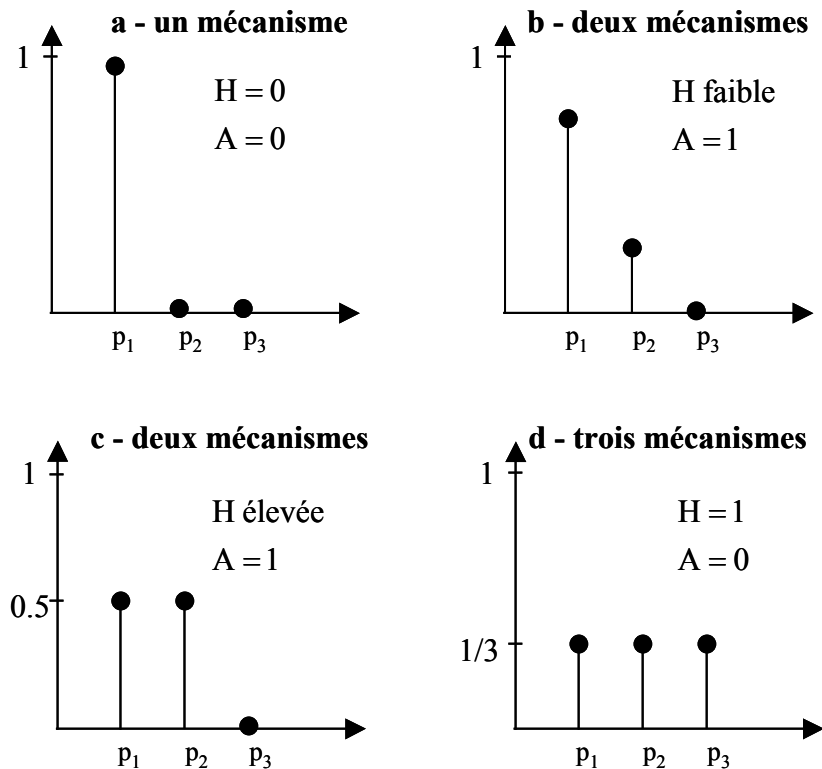


Figure I.4 Représentation de différentes configurations des pseudo-probabilités

I.4.2.2 *Interprétation du mécanisme de rétrodiffusion*

Reprenons l'expression (I.45) de la matrice des vecteurs propres, pour laquelle chaque vecteur propre s'écrit :

$$\mathbf{v}_i = e^{j\xi} \begin{bmatrix} \cos \alpha_i \\ \sin \alpha_i \cos \beta_i e^{j\delta_i} \\ \sin \alpha_i \sin \beta_i e^{j\gamma_i} \end{bmatrix} \quad (\text{I.54})$$

Le vecteur propre est défini par 5 paramètres : α , β , δ , γ et ξ . La phase absolue du mécanisme, ξ , n'apporte pas d'information polarimétrique.

Les paramètres β , δ et γ sont liés à l'orientation de l'axe de symétrie principal de la cible.

Le paramètre α est un indicateur du type de mécanisme de rétrodiffusion. Lorsque $\alpha = 0^\circ$, le mécanisme associé est la rétrodiffusion par une surface canonique. La valeur $\alpha = 45^\circ$, indique une diffusion par un dipôle canonique et $\alpha = 90^\circ$, une double réflexion sur un dièdre canonique.

A chacun des 3 vecteurs propres, \mathbf{v}_i , est associé un angle α_i , calculé à partir de la valeur absolue de son premier élément.

En tenant compte de la probabilité de chaque mécanisme, la moyenne des différents α_i , $\bar{\alpha}$, est calculée comme :

$$\bar{\alpha} = p_1 \alpha_1 + p_2 \alpha_2 + p_3 \alpha_3 \quad (\text{I.55})$$

L'angle moyen, $\bar{\alpha}$, est invariant par rotation autour de l'axe de visée du radar.

En effet, la matrice de cohérence s'écrit après rotation autour de l'axe de visée du radar comme :

$$\mathbf{T}(\phi) = \mathbf{U}_3(2\phi) \mathbf{T} \mathbf{U}_3^{-1}(2\phi) = \mathbf{U}_3(2\phi) \mathbf{V} \Sigma \mathbf{V}^{-1} \mathbf{U}_3^{-1}(2\phi) = \mathbf{V}_\phi \Sigma \mathbf{V}_\phi^{-1} \quad (\text{I.56})$$

Un vecteur propre obtenu à partir de (I.56) s'écrit :

$$\mathbf{U}_3(2\phi) \mathbf{v}_i = \mathbf{v}_i(\phi) = \begin{bmatrix} \cos \alpha_i \\ \sin \alpha_i \cos \beta_i' e^{j\delta_i'} \\ \sin \alpha_i \sin \beta_i' e^{j\gamma_i'} \end{bmatrix} \quad (\text{I.57})$$

Cette expression montre que les angles α_i restent inchangés par rotation autour de l'axe de visée du radar. Les valeurs propres étant invariantes pour tout changement de base, l'angle $\bar{\alpha}$ est aussi invariant par rotation.

S. R. Cloude et E. Pottier [Cloude 1997] représentent les mécanismes de diffusion dans le plan ($H/\bar{\alpha}$) comme indiqué sur la figure I.5 et donnent une interprétation du phénomène global de rétrodiffusion pour chacune des régions numérotées du plan. Le paramètre $\bar{\alpha}$ identifie le mécanisme dominant de rétrodiffusion et l'entropie définit le caractère aléatoire du phénomène de rétrodiffusion. Ces deux grandeurs dépendent des pseudo-probabilités et ne sont donc pas totalement indépendantes l'une de l'autre. Les zones non-grisées représentent les zones de projection possible dans le plan ($H/\bar{\alpha}$).

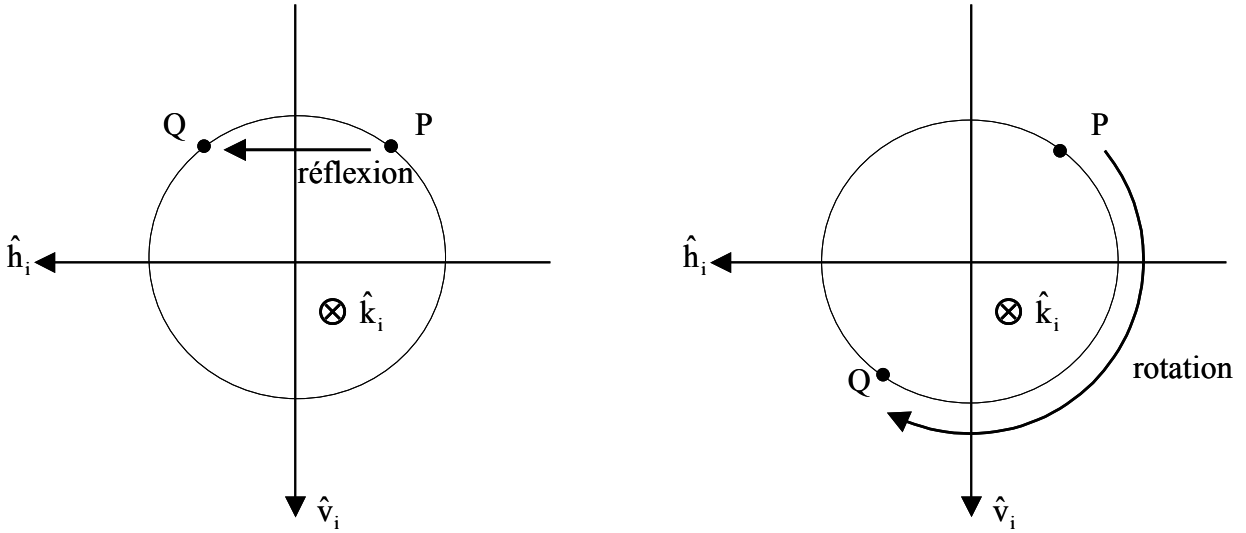


Figure I.6 Symétries de réflexion et de rotation [Cloude 1996]

I.5.1 Symétrie de réflexion

Lorsqu'une cible présente une symétrie de réflexion, chaque contributeur P appartenant à un côté du plan d'incidence correspond à un contributeur symétrique, Q, de l'autre côté du plan, comme indiqué sur la figure I.6.

Dans la base de Pauli définie en (I.33), les vecteurs cibles, s'écrivent respectivement pour les deux contributeurs P et Q comme [Van de Hulst 1985] :

$$\mathbf{k}_{P_P} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} S_{XX} + S_{YY} \\ S_{XX} - S_{YY} \\ 2S_{XY} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{k}_{P_Q} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} S_{XX} + S_{YY} \\ S_{XX} - S_{YY} \\ -2S_{XY} \end{bmatrix} \quad (\text{I.58})$$

La matrice de cohérence est obtenue en additionnant les contributions de la cible distribuée des deux parties symétriques.

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\text{SRE}} &= \mathbf{T}_P + \mathbf{T}_Q = \langle \mathbf{k}_{P_P} \mathbf{k}_{P_P}^\dagger \rangle + \langle \mathbf{k}_{P_Q} \mathbf{k}_{P_Q}^\dagger \rangle \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \langle (S_{XX} + S_{YY})(S_{XX} + S_{YY})^* \rangle & \langle (S_{XX} + S_{YY})(S_{XX} - S_{YY})^* \rangle & 0 \\ \langle (S_{XX} - S_{YY})(S_{XX} + S_{YY})^* \rangle & \langle (S_{XX} - S_{YY})(S_{XX} - S_{YY})^* \rangle & 0 \\ 0 & 0 & \langle 4S_{XY}S_{XY}^* \rangle \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{I.59})$$

La matrice \mathbf{T}_{SRE} ne possède que 5 éléments non nuls. Cette propriété permettra de simplifier l'expression de certains paramètres polarimétriques.

Il est important de remarquer que d'après la nouvelle expression de la matrice de cohérence, la corrélation entre les canaux en co-polarisation et en polarisation croisée est nulle.

$$\langle S_{XX} S_{XY}^* \rangle = \langle S_{YY} S_{XY}^* \rangle = 0 \quad (\text{I.60})$$

Les surfaces rugueuses sont des milieux naturels qui respectent généralement la propriété de symétrie de réflexion. Il est aussi important de noter que la symétrie de réflexion est souvent appelée à tort dans la littérature symétrie azimutale.

I.5.2 Symétrie de rotation

Un deuxième cas de symétrie est la symétrie de rotation. La distribution des contributeurs de la cible ne varie pas lorsque la cible subit une rotation autour de l'axe de visée de l'antenne. La matrice de cohérence après rotation est donnée par la relation suivante :

$$\mathbf{T}(\phi) = \mathbf{U}_3(2\phi) \mathbf{T} \mathbf{U}_3(2\phi)^{-1} \quad (\text{I.61})$$

Ce qui signifie [Cloude 1995]

$$\mathbf{T} \mathbf{v}_R = 0 \quad \xRightarrow{\text{invariance par rotation}} \quad \mathbf{T}(\phi) \mathbf{v}_R = 0 \quad (\text{I.62})$$

où \mathbf{v}_R définit l'espace nul des matrices de cohérence. Les vecteurs \mathbf{v}_R , solutions de (I.61) et (I.62), sont les vecteurs propres de la matrice de rotation $\mathbf{U}_3(2\phi)$ et vérifient donc la relation suivante :

$$\mathbf{T}(\phi) \mathbf{v}_R = 0 \Rightarrow (\mathbf{U}_3^{-1} - \lambda \mathbf{I}_3) \mathbf{v}_R = 0 \quad (\text{I.63})$$

Les trois vecteurs propres complexes, solutions de (I.63), sont :

$$\mathbf{v}_{R1} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{v}_{R2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ j \end{bmatrix}, \quad \mathbf{v}_{R3} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -j \end{bmatrix} \quad (\text{I.64})$$

Une matrice de cohérence, invariante par rotation, est donc construite à partir d'une combinaison linéaire des vecteurs propres et s'écrit alors :

$$\mathbf{T}_{\text{SRO}} = \sum_{i=1}^3 \lambda_i \mathbf{v}_{Ri} \mathbf{v}_{Ri}^\dagger = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & (\lambda_2 + \lambda_3)/2 & j(\lambda_2 - \lambda_3)/2 \\ 0 & -j(\lambda_2 - \lambda_3)/2 & (\lambda_2 + \lambda_3)/2 \end{bmatrix} \quad (\text{I.65})$$

L'équation (I.65) implique les trois égalités suivantes :

$$\langle |S_{XX} - S_{YY}|^2 \rangle = 4 \langle |S_{XY}|^2 \rangle, \quad \langle (S_{XX} + S_{YY})(S_{XX} + S_{YY})^* \rangle = 0 \quad \text{et} \quad \langle (S_{XX} + S_{YY})S_{XY}^* \rangle = 0 \quad (\text{I.66})$$

La matrice \mathbf{T}_{SRO} est composée de 5 éléments non nuls, mais est complètement décrite par 3 paramètres réels. La réduction du nombre de facteurs indépendants, comparativement à la symétrie de réflexion, s'explique par le fait que la symétrie de rotation est plus restrictive.

I.5.3 Symétrie azimutale

Un milieu présentant à la fois la propriété de symétrie de réflexion et la propriété de symétrie de rotation, vérifie la propriété de symétrie azimutale.

Dès lors, la matrice de cohérence totale est composée de la somme des deux matrices de cohérence, chacune correspondant à un des deux plans de symétrie de réflexion. Les matrices sont de la forme indiquée par (I.65) :

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\text{SAZ}} &= \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & (\lambda_2 + \lambda_3)/2 & j(\lambda_2 - \lambda_3)/2 \\ 0 & -j(\lambda_2 - \lambda_3)/2 & (\lambda_2 + \lambda_3)/2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & (\lambda_2 + \lambda_3)/2 & -j(\lambda_2 - \lambda_3)/2 \\ 0 & j(\lambda_2 - \lambda_3)/2 & (\lambda_2 + \lambda_3)/2 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 + \lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_2 + \lambda_3 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{I.67})$$

La matrice de cohérence résultante est diagonale et est définie seulement par deux paramètres réels. Les volumes aléatoires uniformes sont typiquement des milieux à symétrie azimutale.

I.5.4 Valeurs et vecteurs propres dans le cas de la symétrie de réflexion

Reprenons l'expression (I.59) de la matrice de cohérence :

$$\mathbf{T}_{\text{SRE}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \langle |S_{\text{XX}}|^2 + |S_{\text{YY}}|^2 + 2 \text{Re}(S_{\text{XX}} S_{\text{YY}}^*) \rangle & \langle |S_{\text{XX}}|^2 - |S_{\text{YY}}|^2 - 2 \text{Im}(S_{\text{XX}} S_{\text{YY}}^*) \rangle & 0 \\ \langle |S_{\text{XX}}|^2 - |S_{\text{YY}}|^2 + 2 \text{Im}(S_{\text{XX}} S_{\text{YY}}^*) \rangle & \langle |S_{\text{XX}}|^2 + |S_{\text{YY}}|^2 - 2 \text{Re}(S_{\text{XX}} S_{\text{YY}}^*) \rangle & 0 \\ 0 & 0 & \langle 4|S_{\text{XY}}|^2 \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{I.68})$$

Van-Zyl [Van-Zyl 1992] a calculé les expressions des valeurs et vecteurs propres de la matrice de covariance. Les valeurs propres de la matrice de covariance et de la matrice de cohérence sont identiques et s'écrivent comme :

$$\begin{aligned} \lambda_{1_{\text{nos}}} &= \frac{1}{2} \left(\langle |S_{\text{XX}}|^2 \rangle + \langle |S_{\text{YY}}|^2 \rangle + \sqrt{\left(\langle |S_{\text{XX}}|^2 \rangle - \langle |S_{\text{YY}}|^2 \rangle \right)^2 + \langle 4|S_{\text{XX}} S_{\text{YY}}^*|^2 \rangle} \right) \\ \lambda_{2_{\text{nos}}} &= \frac{1}{2} \left(\langle |S_{\text{XX}}|^2 \rangle + \langle |S_{\text{YY}}|^2 \rangle - \sqrt{\left(\langle |S_{\text{XX}}|^2 \rangle - \langle |S_{\text{YY}}|^2 \rangle \right)^2 + \langle 4|S_{\text{XX}} S_{\text{YY}}^*|^2 \rangle} \right) \\ \lambda_{3_{\text{nos}}} &= 2 \langle |S_{\text{XY}}|^2 \rangle \end{aligned} \quad (\text{I.69})$$

où l'indice *nos* signifie non ordonnées (not ordered in size en anglais).

Les expressions analytiques des vecteurs propres de la matrice de cohérence sont :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{v}_{1\text{SRE}} &= \frac{1}{\sqrt{2[(|S_{XX}|^2 - |S_{YY}|^2 - \sqrt{\Delta})^2 + 4|\rho|^2]}} \begin{bmatrix} 2S_{XX}S_{YY}^* + (|S_{XX}|^2 - |S_{YY}|^2 + \sqrt{\Delta}) \\ 2S_{XX}S_{YY}^* - (|S_{XX}|^2 - |S_{YY}|^2 + \sqrt{\Delta}) \\ 0 \end{bmatrix} \\
 \mathbf{v}_{2\text{SRE}} &= \frac{1}{\sqrt{2[(|S_{XX}|^2 - |S_{YY}|^2 - \sqrt{\Delta})^2 + 4|\rho|^2]}} \begin{bmatrix} 2S_{XX}S_{YY}^* + (|S_{XX}|^2 - |S_{YY}|^2 + \sqrt{\Delta}) \\ 2S_{XX}S_{YY}^* - (|S_{XX}|^2 - |S_{YY}|^2 + \sqrt{\Delta}) \\ 0 \end{bmatrix} \\
 \mathbf{v}_{3\text{SRE}} &= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{I.70}$$

$$\text{avec } \Delta = (|S_{XX}|^2 - |S_{YY}|^2)^2 + 4|S_{XX}S_{YY}^*|^2$$

Ces expressions sont plus simples que celles données dans le cas général par (I.48) et (I.49). Les résultats obtenus peuvent être utilisés pour définir de nouveaux paramètres polarimétriques.

I.5.5 Coefficients de corrélation dans le cas de la symétrie de réflexion

Le coefficient de corrélation entre deux éléments de la matrice \mathbf{S} s'écrit dans le cas général:

$$\rho_{ABCD} = \frac{\langle S_{AB}S_{CD}^* \rangle}{\sqrt{\langle |S_{AB}|^2 \rangle \langle |S_{CD}|^2 \rangle}} \tag{I.71}$$

Le coefficient de corrélation en polarisation circulaire, $\rho_{LL\perp L\perp}$, s'écrit en fonction des éléments de la base horizontale-verticale, sous l'hypothèse de symétrie de réflexion, comme :

$$\begin{aligned}
 \rho_{LL\perp L\perp} &= \frac{\langle S_{LL}S_{L\perp L\perp}^* \rangle}{\sqrt{\langle |S_{LL}|^2 \rangle \langle |S_{L\perp L\perp}|^2 \rangle}} \\
 &= -\frac{\langle |S_{HH}|^2 \rangle + \langle |S_{VV}|^2 \rangle - 2\text{Re}\langle S_{HH}S_{VV}^* \rangle - 4\langle |S_{HV}|^2 \rangle}{\langle |S_{HH}|^2 \rangle + \langle |S_{VV}|^2 \rangle - 2\text{Re}\langle S_{HH}S_{VV}^* \rangle + 4\langle |S_{HV}|^2 \rangle}
 \end{aligned} \tag{I.72}$$

Les coefficients de corrélation polarimétriques ρ_{HHVV} et $\rho_{LL\perp L\perp}$ sont souvent utilisés pour l'inversion de paramètres physiques [Mattia 1997].

I.5.6 Différence relative des valeurs propres, ERD

En utilisant les valeurs propres de symétrie de réflexion (I.69), un nouveau paramètre polarimétrique, dont l'expression est inspirée de l'anisotropie, est développé. Ce descripteur, ERD, est défini comme la différence relative des valeurs propres (Eigenvalue Relative Difference en anglais) par [Allain 2003] :

$$\text{ERD} = \frac{\lambda_{2_{\text{nos}}} - \lambda_{3_{\text{nos}}}}{\lambda_{2_{\text{nos}}} + \lambda_{3_{\text{nos}}}} \quad \text{avec} \quad -1 < \text{ERD} < 1 \quad (\text{I.73})$$

Les représentations graphiques de la figure I.7 mettent en évidence l'avantage de ERD par rapport à l'anisotropie.

Les valeurs propres secondaires sont calculées pour la matrice de cohérence diagonale suivante :

$$T_m = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1-m & 0 \\ 0 & 0 & m \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad 0 < m \leq 1 \quad (\text{I.74})$$

Les deuxième et troisième valeurs propres sont :

$$\lambda_2 = \begin{cases} 1-m & \text{pour } m < 0.5 \\ m & \text{pour } m > 0.5 \end{cases} \quad \text{et} \quad \lambda_3 = \begin{cases} m & \text{pour } m < 0.5 \\ 1-m & \text{pour } m > 0.5 \end{cases} \quad (\text{I.75})$$

Par contre, les deuxième et troisième valeurs propres *nos* sont :

$$\lambda_{2_{\text{nos}}} = 1-m \quad \text{et} \quad \lambda_{3_{\text{nos}}} = m \quad (\text{I.76})$$

Sur la figure suivante, l'anisotropie et ERD sont tracées en fonction de m .

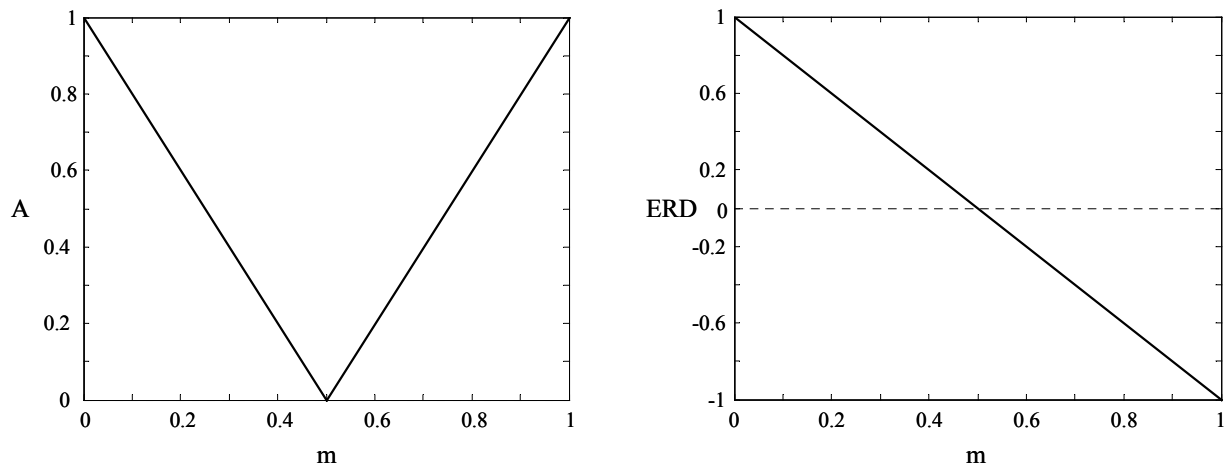


Figure I.7 Représentation de l'anisotropie et de ERD

L'anisotropie ne présente pas de bijection avec le paramètre m contrairement à ERD. De plus, la dynamique de ERD est plus importante que celle de l'anisotropie. Ce paramètre sera par la suite utilisé pour la caractérisation de la rugosité de surface.

I.6 CONCLUSION

Ce chapitre présente les notions de la polarimétrie nécessaires à la compréhension des phénomènes de diffusion de surface qui seront présentés dans le prochain chapitre. Ces outils seront aussi utilisés par la suite pour l'analyse du comportement polarimétrique de la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse ainsi que pour l'inversion des paramètres de surface à partir des données radar.

Dans la première partie, le vecteur de Jones, représentation cohérente d'une onde électromagnétique, est introduit ainsi que la matrice de diffusion qui tient compte de la modification de la polarisation d'une onde incidente provoquée par une cible radar. Les matrices de changement de base polarimétrique associées à la matrice de diffusion, et plus précisément le cas de la polarisation circulaire, sont introduites. Les deux formalismes, système BSA et système FSA utilisés dans la littérature pour représenter les bases d'émission et de réception de l'onde sont exposés.

Dans la deuxième partie, les représentations polarimétriques incohérentes d'une cible radar sous la forme de la matrice de covariance et de la matrice de cohérence sont introduites afin de décrire les moments d'ordre deux des propriétés statistiques polarimétriques de la cible. Les opérations de changement de base utilisées pour ces matrices incohérentes sont aussi présentées.

Le théorème de décomposition de la matrice de cohérence développé par S. Cloude et E. Pottier [Cloude 1996] est présenté et une analyse aux valeurs et vecteurs propres de cette décomposition aboutit au calcul de trois descripteurs polarimétriques, $H/A/\overline{\alpha}$, liés au mécanisme de la cible étudiée. Ils permettent d'identifier les mécanismes de rétrodiffusion.

Les propriétés de symétrie de cibles distribuées (symétrie de réflexion, symétrie de rotation et symétrie azimutale) sont présentées. Ces différentes hypothèses engendrent une simplification de l'expression des matrices de cohérence associées. Le cas particulier de la symétrie de réflexion, spécifique des surfaces naturelles, est étudié et les expressions des valeurs propres et vecteurs propres associés sont indiquées.

A partir de ces valeurs propres, un nouveau paramètre polarimétrique, ERD, défini comme la différence relative des valeurs propres, est présenté. Ce paramètre original se révélera par la suite pertinent pour la caractérisation de la rugosité de surface.

CHAPITRE II. MODELISATION DE LA RETRODIFFUSION PAR UNE SURFACE RUGUEUSE

II.1 INTRODUCTION

L'extraction des paramètres physiques d'un sol naturel à partir de données SAR requiert une connaissance approfondie des propriétés de diffusion d'une onde électromagnétique par une surface naturelle. Dans le but de développer les algorithmes d'inversion basés sur des modèles de diffusion de surface, il est nécessaire dans un premier temps d'analyser le comportement de la diffusion en fonction des paramètres bio et géophysiques de la surface.

L'objectif de ce chapitre est tout d'abord de décrire un sol naturel à l'aide de sa rugosité et de son humidité et ensuite de caractériser la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse à l'aide de modèles analytiques basés sur une analyse statistique de la diffusion d'une onde par une surface.

La première partie décrit les caractéristiques d'un sol naturel au moyen de sa rugosité et de sa permittivité diélectrique. La surface rugueuse étant considérée stationnaire et ergodique en moyenne et en variance, sa rugosité est entièrement définie par la distribution et la fonction d'autocorrélation de ses hauteurs. Le second paramètre caractéristique d'un sol naturel est sa teneur en eau. Celle-ci est généralement déterminée à l'aide de la constante diélectrique du milieu, fonction du taux d'humidité du sol, de sa composition, de sa température et de la fréquence d'observation du milieu. Deux modèles de constante diélectrique tenant compte des caractéristiques du sol sont introduits. Diverses techniques de mesure de rugosité et d'humidité sont aussi présentées.

La seconde partie de chapitre présente trois modèles électromagnétiques polarimétriques de rétrodiffusion par une surface, couramment utilisés, qui sont fonctions à la fois des paramètres de surface et des caractéristiques du radar. Le premier, le modèle des petites perturbations (SPM), est utilisé pour des surfaces peu rugueuses tandis que le second modèle basé sur l'approximation de Kirchhoff s'applique à des surfaces très rugueuses. Ces deux modèles sont utilisables pour des valeurs de rugosité limitées. Pour recouvrir un plus large domaine de validité, un troisième modèle, établi sur la méthode de l'équation intégrale (IEM) [Fung 1992], est présenté.

II.2 DESCRIPTION D'UN SOL NATUREL

Un sol naturel est généralement décrit par ses propriétés diélectriques ainsi que par sa rugosité qui est directement liée à la géométrie de la surface. Afin de définir la rugosité de la surface, il

convient d'étudier les propriétés statistiques de la hauteur des points qui la constituent. D'autre part, différents modèles reliant la constante diélectrique du sol au taux d'humidité sont présentés.

II.2.1 Description statistique d'une surface rugueuse

Une surface rugueuse peut être assimilée à un processus stochastique et est constituée d'une infinité de variables aléatoires non dénombrables [Papoulis 1991]. Une surface est décrite par ses hauteurs z , fonctions des deux coordonnées du plan (x,y) , la référence des hauteurs étant définie par un plan comme montré sur la figure II.1 [Zhao 2000].

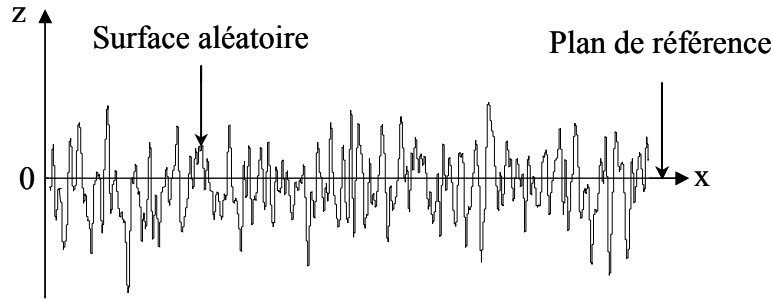


Figure II.1 Profil 1D d'une surface rugueuse aléatoire

Les surfaces rugueuses étudiées dans ce chapitre présentent les propriétés statistiques suivantes :

- Stationnarité : les caractéristiques statistiques de la surface sont indépendantes de la position (x,y) .
- Ergodicité : les fonctions statistiques observées sur un ensemble de points de la surface ou sur plusieurs réalisations d'un même point sont identiques.

II.2.1.1 Statistiques d'un point de la surface

– Densité de probabilité des hauteurs

La distribution des hauteurs, $p(z)$, est une des principales caractéristiques statistiques de la surface. La valeur $p(z)dz$ définit la probabilité qu'une hauteur atteigne une valeur comprise entre z et $z+dz$. La moyenne des hauteurs de la surface correspond au moment d'ordre 1 de la variable aléatoire z et est définie comme :

$$E[z] = \int_{-\infty}^{\infty} z p(z) dz \quad (II.1)$$

Le plan de référence est choisi de telle façon que la valeur moyenne de z soit nulle, $E(z) = 0$. Le profil d'une surface naturelle est composé d'un grand nombre d'éléments. L'application du théorème central limite indique que la densité de probabilité des hauteurs suit alors une loi de probabilité qui se rapproche fortement d'une fonction gaussienne. Cette loi gaussienne $p_G(z)$ possède une moyenne nulle et une variance σ^2 .

$$p_G(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{II.2})$$

Cette distribution, représentée sur la figure II.2, est symétrique par rapport au plan de référence.

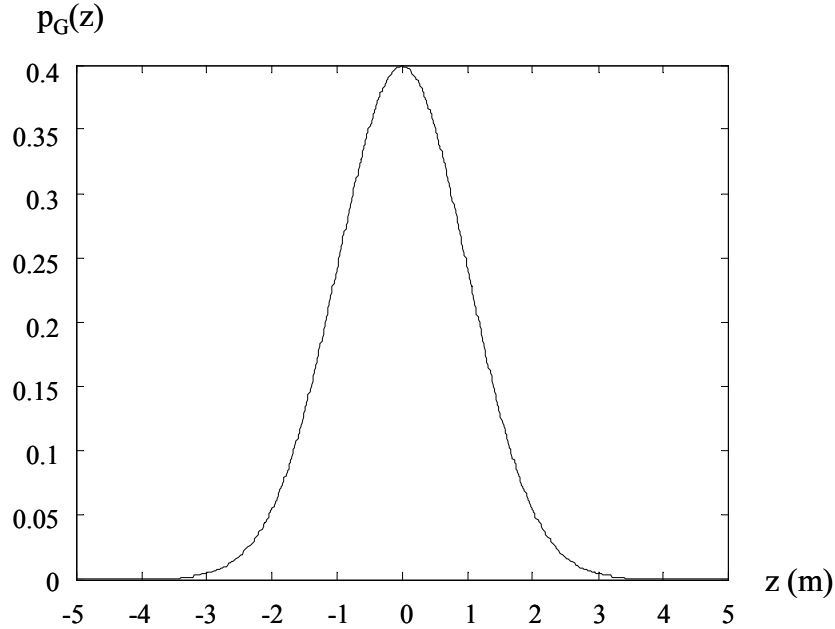


Figure II.2 Distribution gaussienne des hauteurs avec $\sigma = 1 \text{ m}$

– *Ecart-type des hauteurs de la surface*

Le moment d'ordre 2 de la surface (ou variance) est égal à :

$$\sigma^2 = E[(z - E[z])^2] = E[z^2] = \int_{-\infty}^{\infty} z^2 p(z) dz \quad (\text{II.3})$$

L'écart-type des hauteurs de la surface, σ , traduit l'importance des dénivelés de la surface (ou des variations de ses hauteurs) autour du plan de référence. Il sera par la suite employé comme un paramètre descriptif de la rugosité en entrée des modèles de diffusion de surface.

La densité de probabilité des hauteurs ne décrit que les propriétés statistiques de la surface pour une position donnée et ne permet pas de la caractériser entièrement. Ainsi, sur la figure II.3, deux surfaces de densités de probabilité des hauteurs identiques présentent des comportements différents. Il est donc nécessaire de tenir compte de la corrélation des hauteurs de différents points de la surface [Bourlier 1999].

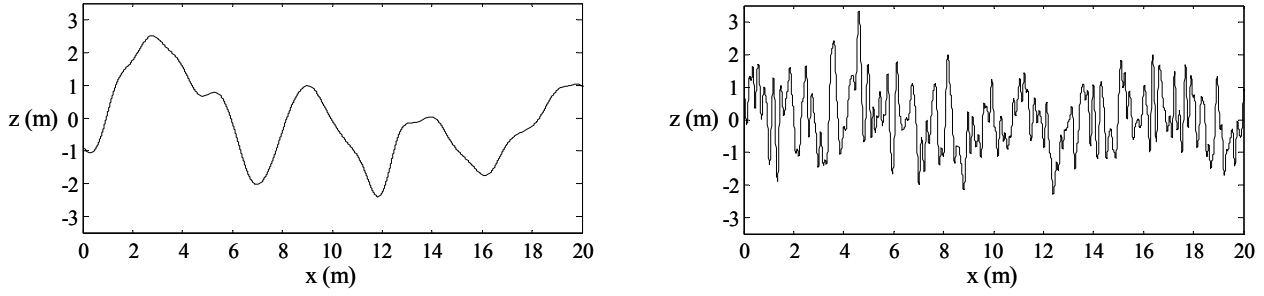


Figure II.3 Profil 1D de deux surfaces rugueuses aléatoires possédant la même distribution des hauteurs

II.2.1.2 Statistiques jointes de deux points de la surface

– Densité de probabilité jointe

L'étude de la corrélation des hauteurs de deux points d'une surface nécessite la formulation de leur densité de probabilité jointe, $p(z_1, z_2; x_1, x_2)$. Dans le cas gaussien, cette densité s'exprime comme :

$$p(z_1, z_2; x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-r^2}} e^{-\frac{1}{2(1-r^2)}\left(\frac{z_1^2 - 2rz_1z_2 + z_2^2}{\sigma^2}\right)} \quad (\text{II.4})$$

où r est le coefficient de corrélation entre les variables z_1 et z_2 .

La distribution jointe des hauteurs caractérise les variations spatiales des hauteurs de la surface.

– Fonctions d'autocovariance et d'autocorrélation

La fonction d'autocovariance, calculée à partir de la distribution jointe est définie par :

$$\rho(x_1, x_2) = E[z(x_1)z(x_2)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} z_1 z_2 p(z_1, z_2; x_1, x_2) dz_1 dz_2 \quad (\text{II.5})$$

C'est un indicateur de la corrélation de deux hauteurs situées à deux positions différentes. Pour une surface stationnaire, $\rho(x_1, x_2)$ dépend seulement de la distance l_x entre deux points situés aux positions x_1 et x_2 et s'écrit comme :

$$\rho(x_1, x_2) = \rho(l_x) \quad \text{avec} \quad l_x = |x_2 - x_1| \quad (\text{II.6})$$

La fonction d'autocovariance présente les propriétés suivantes :

- $\rho(0) = \sigma^2$: pour $l_x = 0$, les abscisses x_1 et x_2 sont confondues et (II.5) implique que $\rho(l_x)$ est égale à son maximum en 0.
- $\rho(l_x) = \rho(-l_x)$.
- $\lim_{\Delta x \rightarrow \infty} \rho(l_x) = 0$, les points sont décorrélés.

La fonction d'autocovariance normalisée $\rho_N(l_x)$ appelée fonction d'autocorrélation, est aussi

souvent employée [Ogilvy 1992] :

$$\rho_N(l_x) = \frac{\rho(l_x)}{\sigma^2} \quad (\text{II.7})$$

Elle est utilisée lors de la génération de données par un processus stochastique. Dans la littérature, les notions de fonction d'autocovariance et de fonction d'autocorrélation sont souvent confondues.

– *Longueur de corrélation*

Les fonctions d'autocovariance des surfaces naturelles sont généralement modélisées au moyen de fonctions de $|x|$, monotones et décroissantes autour de l'abscisse $x = 0$. Dans ce cas, la longueur de corrélation, L_c , très largement utilisée dans la littérature, est assimilée à un paramètre caractéristique de la fonction d'autocovariance et est définie comme :

$$\frac{\rho(L_c)}{\rho(0)} = \rho_N(L_c) = \frac{1}{e} = 0.3679 \quad (\text{II.8})$$

Pour une fonction d'autocovariance monotone suivant $|x|$, la longueur de corrélation indique la distance minimale entre deux points d'une surface pour laquelle la corrélation des hauteurs est inférieure à $\frac{1}{e}$.

Il est important de noter que les fonctions d'autocorrélation de type gaussien ou exponentiel sont totalement définies par L_c . Il existe d'autres définitions de L_c , basées entre autres sur des fonctions intégrales, mieux adaptées dans le cas de surfaces plus complexes [Church 1988].

Une surface stationnaire est entièrement décrite par la densité de probabilité de ses hauteurs et par sa fonction d'autocorrélation.

– *Densité spectrale de puissance ou spectre de puissance*

Le spectre d'un processus aléatoire stationnaire est défini comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocovariance.

$$S(f_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(l_x) e^{-j2\pi f_x l_x} dl_x \Leftrightarrow \rho(l_x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f_x) e^{j2\pi f_x l_x} df_x \quad (\text{II.9})$$

Lorsque la fonction d'autocovariance est paire, le spectre est réel et peut s'écrire comme :

$$S(f_x) = 2 \int_0^{\infty} \rho(l_x) \cos(2\pi f_x l_x) dl_x \quad (\text{II.10})$$

Le spectre utilisé dans ce chapitre est bilatéral, défini sur $] -\infty; +\infty[$. D'autres approches [Bendat 2000] définissent le spectre sur l'intervalle $[0; +\infty[$. Dans ce cas, l'expression du spectre monolatéral, S_M , est donnée par :

$$S_M(f_x) = 2 S(f_x) \quad \text{pour } f_x \in [0; +\infty[\quad (\text{II.11})$$

L'aire totale du spectre correspond à la variance des hauteurs de la surface.

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(f_x) df_x = \sigma^2 \quad (\text{II.12})$$

L'extension de (II.9) aux surfaces bidimensionnelles permet de définir le spectre 2D, $S(f_x, f_y)$, par :

$$S(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(l_x, l_y) e^{-j2\pi l_x f_x - j2\pi l_y f_y} dl_x dl_y \quad (\text{II.13})$$

La variance des hauteurs est alors donnée par

$$\sigma^2 = \rho(0,0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(f_x, f_y) df_x df_y \quad (\text{II.14})$$

Il est aussi courant de calculer la transformation de Fourier de la fonction d'autocovariance en fonction du nombre d'onde spatial de la surface, k_x avec $k_x = 2\pi f_x$, plutôt qu'en fonction de la fréquence spatiale.

$$S(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(l_x) e^{-jl_x k_x} dl_x \Leftrightarrow \rho(l_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_x) e^{jl_x k_x} dk_x \quad (\text{II.15})$$

$$S(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(l_x, l_y) e^{-jk_x l_x - jk_y l_y} dl_x dl_y \quad (\text{II.16})$$

Cette notation est souvent utilisée dans les modèles de diffusion de surface.

Pour les surfaces isotropes, la fonction d'autocovariance possède la propriété de symétrie circulaire. Dans ce cas, la transformée de Hankel peut être utilisée. Une fonction, $f(x, y)$, est à symétrie circulaire si elle peut s'écrire sous la forme $f(r \cos \theta, r \sin \theta) = f(r)$.

Posons,

$$\begin{aligned} l_x &= r \cos \theta & \text{et} & & k_x &= K \cos \varphi \\ l_y &= r \sin \theta & & & k_y &= K \sin \varphi \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

Le spectre, $S(K)$, est déterminé à partir de la transformée de Hankel de la fonction d'autocovariance, $H(K)$, comme :

$$S(K) = 2\pi H(K) \quad \text{avec} \quad H(K) = \int_0^{+\infty} \rho(r) J_0(Kr) r dr \quad (\text{II.18})$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce au premier ordre.

Les fonctions gaussienne ou exponentielle sont très souvent utilisées dans le cadre de la modélisation de la diffusion par des surfaces naturelles. Les tableaux II.1 et II.2 présentent les

expressions analytiques des fonctions d'autocovariance et des spectres associés (dans les cas mono et bi-dimensionnels) pour des surfaces isotropes ($L_c = L_{cx} = L_{cy}$).

Fonction d'autocovariance 1D	$\rho_G(l_x) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2}\right)$	(II.19)
Spectre 1D	$S_G(f_x) = \sigma^2 \sqrt{\pi} L_c \exp(-\pi^2 L_c^2 f_x^2)$	(II.20)
Fonction d'autocovariance 2D	$\rho_G(l_x, l_y) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2} - \frac{l_y^2}{L_c^2}\right)$	(II.21)
Spectre 2D	$S_G(f_x, f_y) = \sigma^2 \pi L_c^2 \exp(-\pi^2 L_c^2 f_x^2 - \pi^2 L_c^2 f_y^2)$	(II.22)

Tableau II.1 Fonctions d'autocovariance et spectres associés - cas gaussien

Fonction d'autocovariance 1D	$\rho_E(l_x) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{ l_x }{L_c}\right)$	(II.23)
Spectre 1D	$S_E(f_x) = \sigma^2 \frac{2L_c}{1 + (2\pi f_x L_c)^2}$	(II.24)
Fonction d'autocovariance 2D	$\rho_E(l_x, l_y) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{ l_x }{L_c} - \frac{ l_y }{L_c}\right)$	(II.25)
Spectre 2D	$S_E(f_x, f_y) = \sigma^2 \frac{4L_c^2}{(1 + (2\pi f_x L_c)^2)(1 + (2\pi f_y L_c)^2)}$	(II.26)

Tableau II.2 Fonctions d'autocovariance et spectres associés - cas exponentiel

Les fonctions d'autocorrélation gaussienne et exponentielle sont tracées sur la figure II.4-a pour une longueur de corrélation $L_c = 1 \text{ m}$. La figure II.4-b représente ces même fonctions pour trois longueurs de corrélation différentes. Elle permet d'apprécier l'influence de la longueur de corrélation sur la forme de la fonction d'autocorrélation.

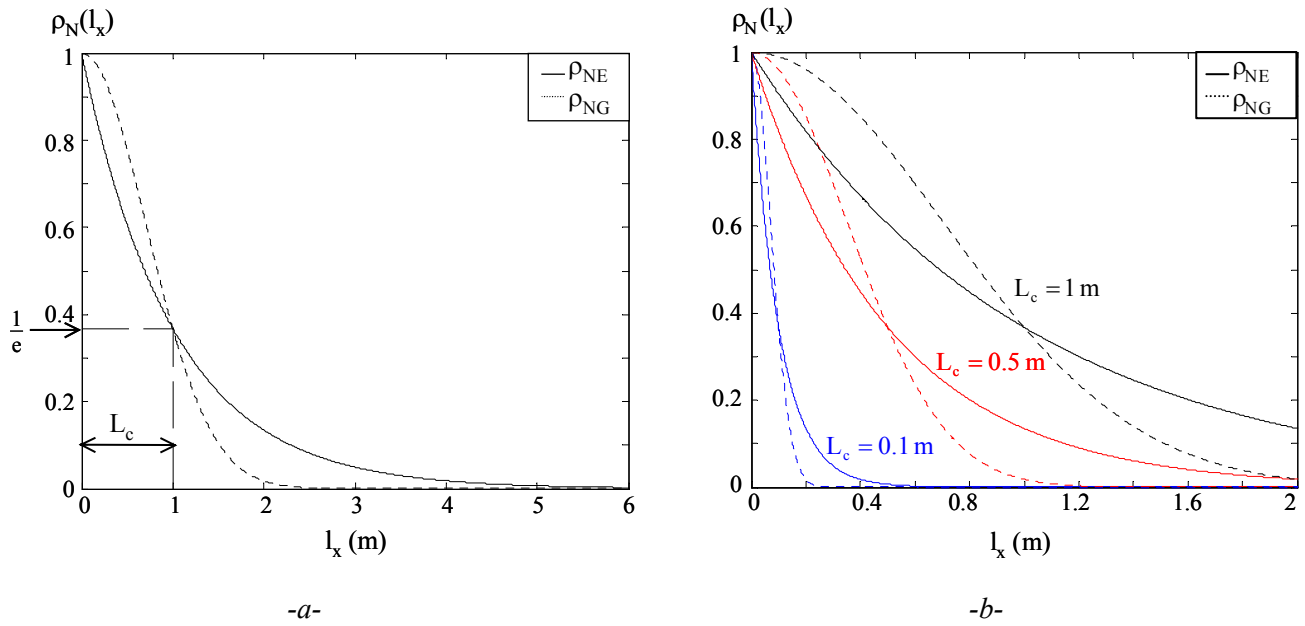


Figure II.4 Fonctions d'autocorrélation 1D gaussienne et exponentielle
 -a- $L_c = 1$ m, -b- $L_c = 0.1$ m, 0.5 m et 1 m.

Les spectres de puissance sont représentés sur la figure II.5. Dans le cas exponentiel, les composantes du spectre de rugosité sont plus importantes en basse-fréquence (BF) et en haute-fréquence (HF) que dans le cas gaussien. Par contre, les fréquences spatiales de rugosité intermédiaires sont plus importantes pour le cas gaussien.

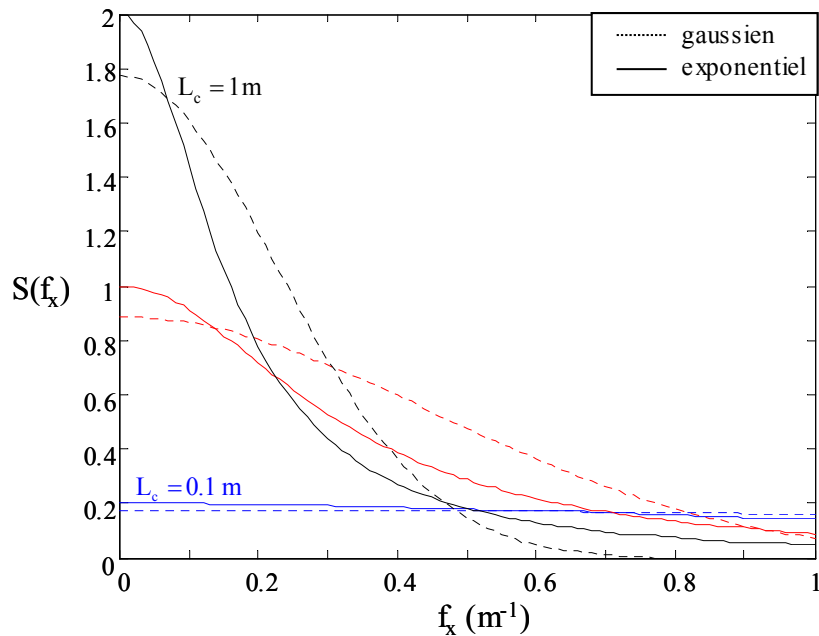


Figure II.5 Spectres de puissance gaussien et exponentiel

– Pente et rayon de courbure

La pente au point d'abscisse x est définie par la dérivée de la hauteur z en x :

$$Z_x(x) = \lim_{\Delta l_x \rightarrow 0} \frac{z(x + \Delta l_x) - z(x)}{\Delta l_x} \quad (\text{II.27})$$

Par définition, la variance moyenne des pentes, σ_p , est :

$$\sigma_p^2 = \lim_{\Delta l_x \rightarrow 0} \frac{E[(z(x + \Delta l_x) - z(x))^2]}{\Delta l_x^2} = \lim_{\Delta l_x \rightarrow 0} \frac{2\sigma^2 - 2\rho(\Delta l_x)}{\Delta l_x^2} \quad (\text{II.28})$$

En développant la fonction d'autocovariance en série de Taylor au second ordre, l'écart-type des pentes s'écrit en fonction de la dérivée seconde de la fonction d'autocovariance en $l_x = 0$.

$$\sigma_p = \sqrt{-\frac{\partial^2 \rho(0)}{\partial l_x^2}} \quad (\text{II.29})$$

Dans le cas gaussien, l'écart-type des pentes, σ_{p_G} , est :

$$\sigma_{p_G} = \sigma\sqrt{2}/L_c \quad (\text{II.30})$$

Le rayon de courbure est défini par [Ulaby 1982] :

$$R_c = \sqrt{\frac{\pi}{2 \frac{\partial^4 \rho(0)}{\partial l^4}}} \quad (\text{II.31})$$

Une surface rugueuse présente un écart-type des hauteurs important et une longueur de corrélation faible.

II.2.1.3 Génération d'une surface naturelle

Une surface stochastique stationnaire est totalement définie par sa fonction d'autocorrélation et sa densité de probabilité des hauteurs et peut être générée en appliquant un filtre corrélateur sur une séquence d'échantillons indépendants, de densité de probabilité gaussienne comme indiqué sur la figure II.6.

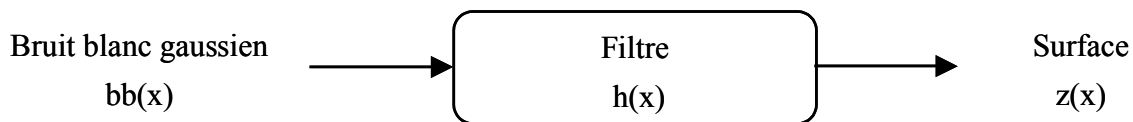


Figure II.6 Processus générateur d'une surface 1D

La surface est calculée par :

$$z(x) = bb(x) * h(x) \quad (\text{II.32})$$

La surface résultante de la convolution du bruit blanc, $bb(x)$, avec la réponse impulsionnelle du

filtre, $h(x)$, possède une distribution gaussienne de ses hauteurs et une fonction d'autocorrélation fixée par $h(x)$. L'objectif est de calculer la fonction de transfert du filtre corrélateur. Une première méthode consiste à utiliser la transformée de Fourier [Bourlier 1999].

La densité spectrale de la surface vérifie :

$$S(f_x) = |H(f_x)|^2 S_{BB}(f_x) \quad \text{avec} \quad S_{BB}(f_x) = \omega_{BB}^2 \quad (\text{II.33})$$

La fonction de transfert du filtre, $H(f_x)$, est réelle dans le cas d'une fonction d'autocorrélation paire et s'écrit comme :

$$H(f_x) = \sqrt{\frac{S(f_x)}{S_{BB}(f_x)}} \quad \text{et} \quad h(x) = \text{TF}^{-1}(H(f_x)) = \text{TF}^{-1}\left(\frac{\sqrt{S(f_x)}}{\omega_{BB}}\right) \quad (\text{II.34})$$

A partir de (II.32) et (II.34), la surface se calcule en utilisant le produit de convolution suivant :

$$z(x) = \frac{bb(x)}{\omega_{BB}} * \text{TF}^{-1}\left(\sqrt{S(f_x)}\right) \quad (\text{II.35})$$

Dans le cas d'une surface de fonction d'autocorrélation gaussienne, les réponses impulsionnelles du filtre (coefficients du filtre) sont respectivement dans le cas 1D et 2D :

$$\text{TF}^{-1}\left(\sqrt{S_G(f_x)}\right) = \frac{\sigma\sqrt{2}}{\sqrt{L_c}\sqrt{\pi}} \exp\left(-2\frac{x^2}{L_c^2}\right) \quad (\text{II.36})$$

$$\text{TF}^{-1}\left(\sqrt{S_G(f_x, f_y)}\right) = \frac{2\sigma}{L_c\sqrt{\pi}} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{L_c^2}\right) \quad (\text{II.37})$$

Pour des spectres exponentiels, les coefficients du filtre sont impossibles à calculer analytiquement si bien que d'autres méthodes sont utilisées. La surface est alors obtenue au moyen de la transformée en z par la relation suivante [Daout 1996] :

$$z_E(i) = \sqrt{1 - \exp\left(-\frac{2}{L_c}\right)} bb(i) + \exp\left(-\frac{1}{L_c}\right) z_E(i-1) \quad (\text{II.38})$$

où $z_E(i)$ représente un échantillon de la surface.

Deux surfaces de fonction d'autocorrélation respectivement gaussienne et exponentielle sont représentées sur la figure II.7. Les surfaces 1D générées comportent 50000 échantillons pour une longueur totale de 250 m et une longueur de corrélation de 1 m. L'écart-type des hauteurs est choisi unitaire. Comme cela a été montré sur la figure II.5, la part d'énergie attribuée aux composantes HF du spectre exponentiel est plus importante que dans le cas gaussien. La surface obtenue avec la fonction d'autocorrélation exponentielle paraît donc plus rugueuse que celle calculée avec la fonction d'autocorrélation gaussienne.

Les histogrammes de la figure II.7 représentent les distributions des hauteurs des deux surfaces

qui correspondent à des fonctions gaussiennes. Les fonctions d'autocorrélation théoriques et calculées à partir des surfaces sont, elles aussi, quasi-identiques. Les surfaces générées numériquement possèdent donc les propriétés statistiques désirées.

Fonction d'autocorrélation gaussienne Fonction d'autocorrélation exponentielle

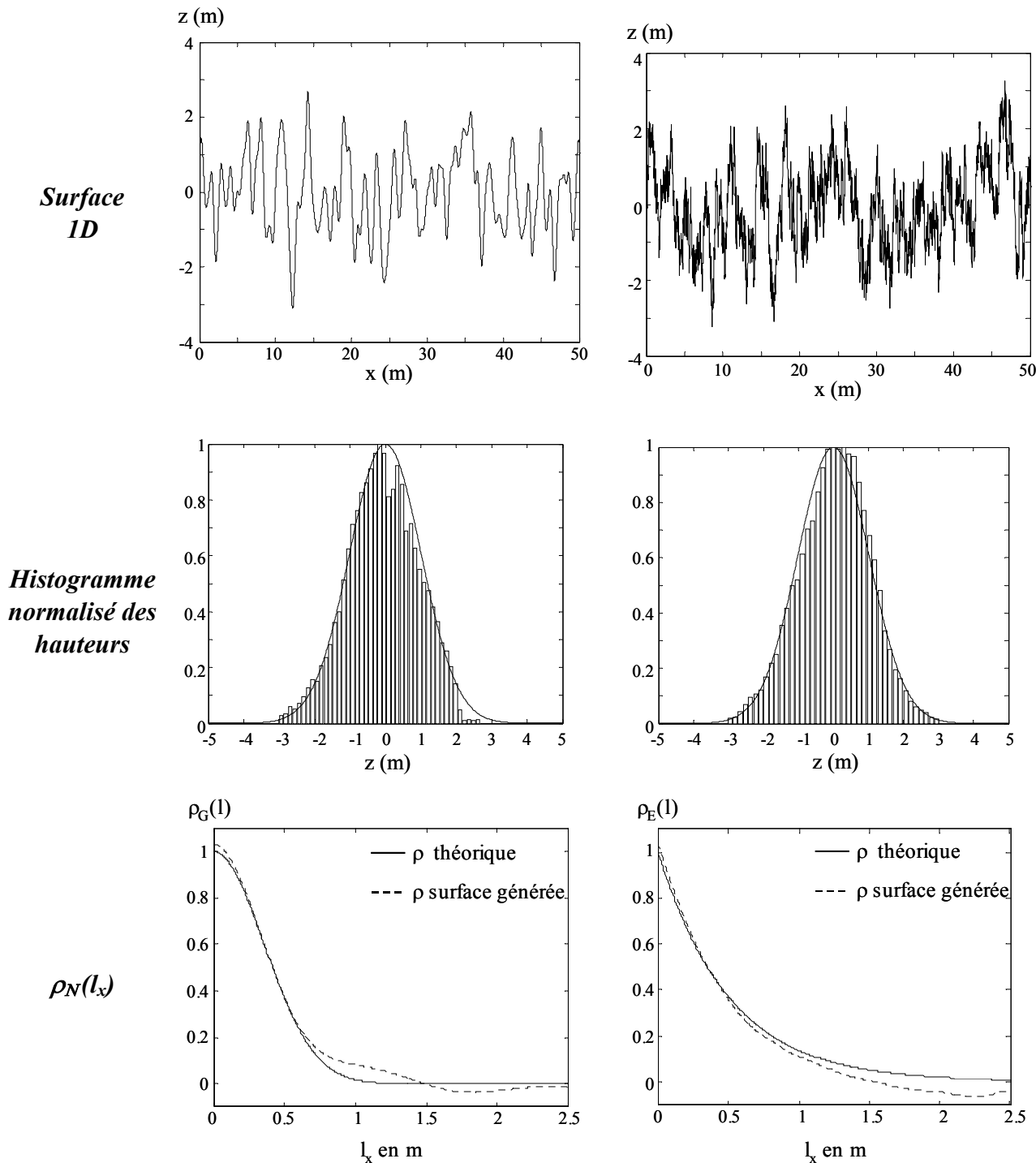


Figure II.7 Surfaces générées pour des fonctions d'autocorrélation gaussienne et exponentielle

La figure II.8 présente trois surfaces de fonction d'autocorrélation gaussienne avec des longueurs de corrélation différentes ($L_c = 0.1 \text{ m}$, $L_c = 0.5 \text{ m}$, $L_c = 1 \text{ m}$) et une variance des hauteurs unitaire. L'influence de la longueur de corrélation sur la rugosité est nettement discernable, la surface devient de plus en plus agitée lorsque la longueur de corrélation diminue.

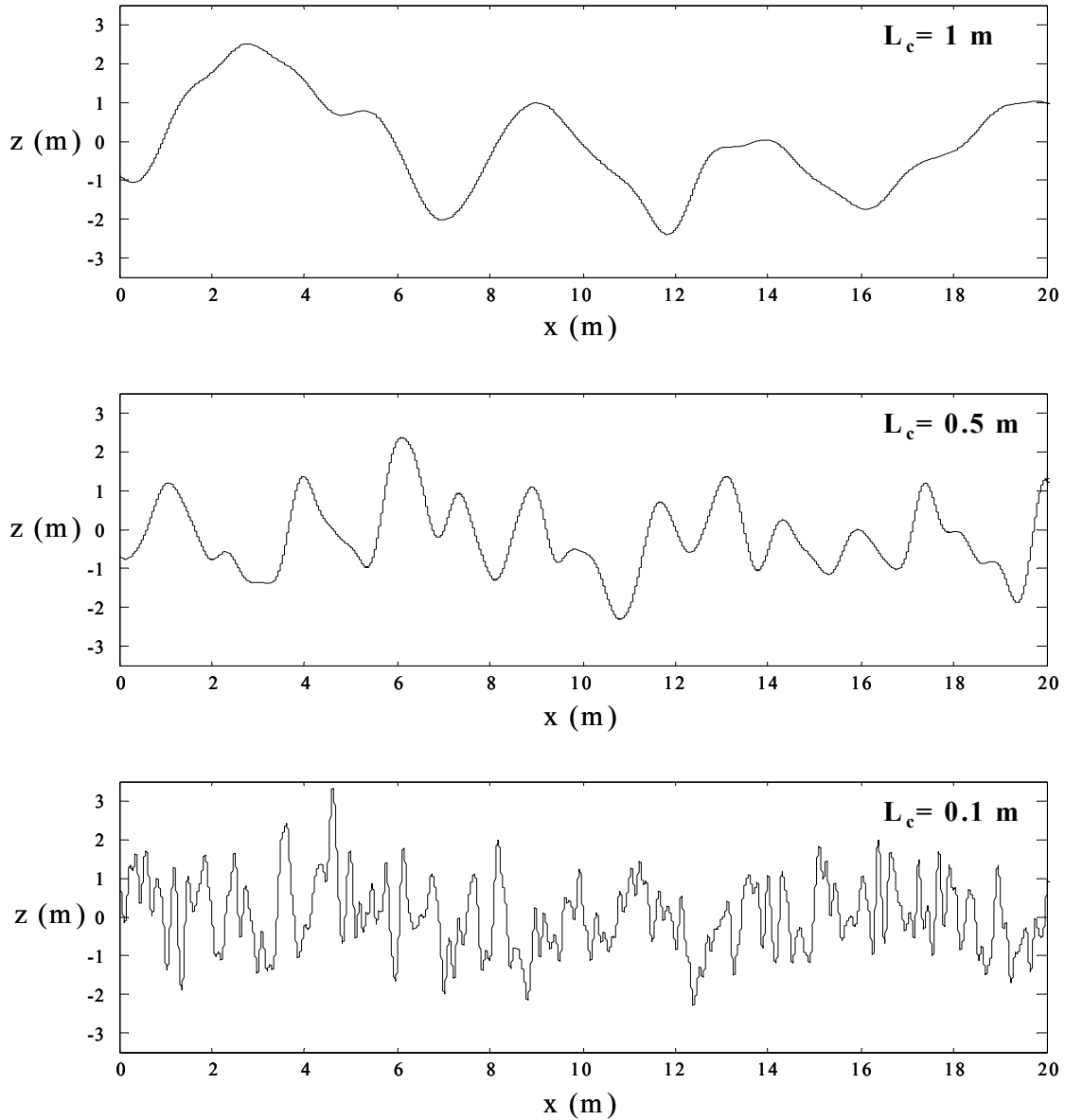


Figure II.8 Surfaces de fonction d'autocorrélation gaussienne pour trois longueurs de corrélation $L_c = 0.1 \text{ m}$, $L_c = 0.5 \text{ m}$, $L_c = 1 \text{ m}$

II.2.1.4 Méthodes de mesure de rugosité

Pour valider les méthodes d'extraction des paramètres de surface, les résultats d'inversion sont comparés aux mesures de rugosité in-situ. Les deux méthodes de mesure de rugosité les plus utilisées en pratique sont présentées.

– **Profilomètre à aiguilles**

Ce système se présente sous la forme d'un panneau composé d'aiguilles glissantes posé sur le sol comme indiqué sur la figure II.9. La forme prise par l'extrémité des aiguilles représente le profil de la surface. Comme toutes les méthodes utilisant un support posé ou enfoncé dans le sol, la génération du profil se fait à partir d'une photographie de la mesure [Hajnsek 2001]. Ces méthodes qui sont très simples à mettre en œuvre, se révèlent assez imprécises. La taille limitée du profil (de 1 à 2 m), peut biaiser l'estimation de la longueur de corrélation [Davidson 2000].



Figure II.9 Profilomètre à aiguilles

– **Profilomètre laser**

La mesure de la distance entre le sol et un émetteur laser permet de déterminer le profil de la surface. Dans le cas du profilomètre laser de l'ESA-CESBIO [Davidson 2000] représenté sur la figure II.10, le pas d'échantillonnage est de 5 mm avec une précision verticale de 1.5 mm. Il permet de mesurer des profils de 25 m par juxtaposition de plusieurs profils de 5 m de longueur. C'est un système de mesure très robuste qui permet de par la longueur de son profil, de réduire le biais des grandeurs estimées.

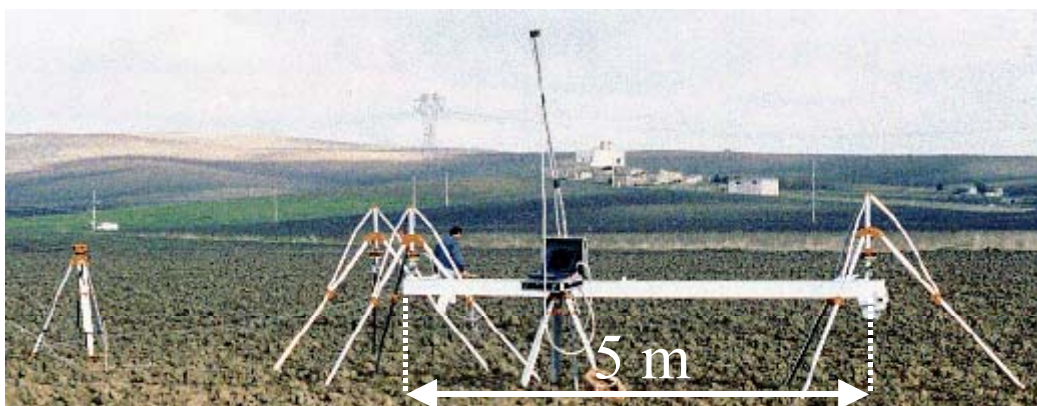


Figure II.10 Profilomètre laser de l'ESA

II.2.2 Taux d'humidité d'un sol

La détermination du taux d'humidité est un des buts principaux de la télédétection de surface. La réponse électromagnétique d'une surface est fortement liée à ses propriétés diélectriques, elles-mêmes fonctions du taux d'humidité. De ce fait, la formulation de la relation entre le taux d'humidité et la permittivité diélectrique s'avère indispensable.

Un sol humide est généralement composé d'une phase solide (particules du sol), de poches d'air et d'eau liquide. La figure II.11 représente un profil de sol. L'eau présente dans le milieu est séparée en deux catégories : l'eau libre et l'eau liée aux particules solides du sol.

La valeur de la permittivité diélectrique ou constante diélectrique dépend de la polarisabilité des molécules d'eau et de leur capacité à s'orienter en fonction du champ électromagnétique incident. Dans le cas où ces dernières sont liées électriquement à la phase solide du sol, elles se polarisent beaucoup plus difficilement. Les particules d'eau libre peuvent par contre se déplacer plus facilement au sein du sol [Hallikainen 1985]. La constante diélectrique du milieu augmente donc avec le taux d'humidité.

L'augmentation de la température entraîne deux réactions chimiques opposées.

- L'agitation des molécules s'intensifie et s'oppose à la polarisation des molécules d'eau.
- Les liaisons entre l'eau et les particules de sol solides se rompent plus facilement ce qui génère une augmentation de la polarisabilité du milieu.

Ces deux effets se neutralisent.

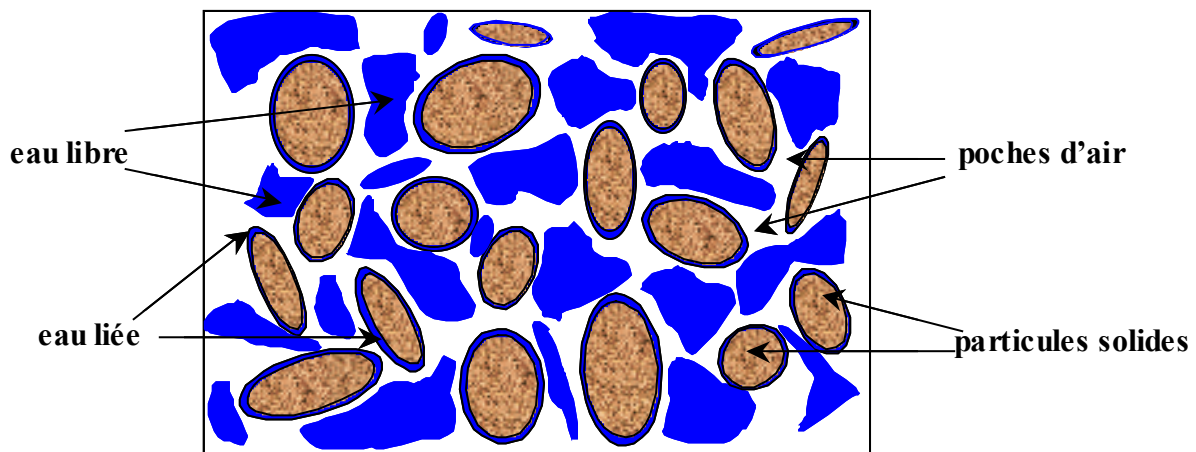


Figure II.11 Composition du sol

Les particules du sol sont divisées en quatre catégories selon la valeur de leur diamètre : argile, limon, sable et gravier. Le tableau II.3 présente la nomenclature utilisée pour différencier les composantes solides du sol. Le pourcentage de chacune de ces catégories définit la texture du sol [Brady 2001].

<i>Diamètre (mm)</i>	0.002 0.05 0.1 0.25 0.5 1 2							
<i>Classe</i>	Argile	Limon	très fin	fin	moyen	grossier	très grossier	Gravier
			Sable					

Tableau II.3 Classification des particules du sol selon leur taille

Le taux d'humidité du sol ou teneur volumétrique en eau, m_v , est défini par :

$$m_v = \frac{V_E}{V_T} \quad (\text{II.39})$$

où V_E correspond au volume d'eau d'un échantillon donné et V_T au volume total de cet échantillon.

II.2.2.1 Modèles de permittivité diélectrique du sol

La permittivité diélectrique est composée d'une partie réelle et d'une partie imaginaire :

$$\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'' \quad (\text{II.40})$$

La partie réelle détermine les caractéristiques de propagation de l'onde électromagnétique dans le milieu. La partie imaginaire ou facteur de pertes diélectriques, détermine l'atténuation d'une onde électromagnétique se propageant à travers le milieu.

Plusieurs modèles de constante diélectrique, fonctions du taux d'humidité, ont été développés. Les modèles de Topp et Dobson, largement utilisés dans la littérature, sont présentés dans ce paragraphe.

– Modèle de Topp

Selon Topp et al [Topp 1980], le taux d'humidité peut être directement déterminé à partir de la permittivité diélectrique. Ces deux paramètres sont reliés par des fonctions polynomiales empiriques, déterminées au moyen d'une régression à l'ordre 3.

$$\begin{aligned} \varepsilon'' &= 3.03 + 9.3 m_v + 146 m_v^2 - 76.3 m_v^3 \\ m_v &= -5.3 \cdot 10^{-2} + 2.92 \cdot 10^{-2} \varepsilon' - 5.5 \cdot 10^{-4} \varepsilon'^2 + 4.3 \cdot 10^{-6} \varepsilon'^3 \end{aligned} \quad (\text{II.41})$$

Ce modèle présente l'avantage d'être indépendant de la fréquence d'observation, de la texture du sol, de sa densité, de sa température et de son taux de salinité. Par contre, il n'est valide que pour la bande de fréquence [20 MHz - 1 GHz] et ne tient pas compte de la partie imaginaire de la constante diélectrique.

– Modèle de Dobson-Peplinsky

Le modèle de permittivité diélectrique le plus couramment utilisé dans la littérature a été développé par Dobson et al [Dobson 1985]. Il est défini sur une plage de fréquence [1.4 GHz - 18

GHz] plus importante que celle du modèle de Topp et dépend du taux d'humidité volumétrique, de la taille des particules du sol, des différentes composantes du sol, de la constante diélectrique de l'eau et de la fréquence.

Ce modèle semi-empirique se base sur la formule de mélange multi-phase contenant des inclusions orientées aléatoirement [De Loor 1968] et sur des mesures expérimentales. La permittivité diélectrique est définie comme :

$$\begin{aligned}\varepsilon' &= \left[1 + \frac{\rho_b}{\rho_s} (\varepsilon_s^\alpha - 1) + m_v^{\beta'} \varepsilon_{f0}'^\alpha - m_v\right]^\frac{1}{\alpha} \\ \varepsilon'' &= \left[m_v^{\beta''} \varepsilon_{f0}''^\alpha\right]^\frac{1}{\alpha}\end{aligned}\quad (II.42)$$

où ρ_b est la densité du mélange sol-air, $\rho_s \approx 2.66 \text{ g/cm}^3$ la densité des particules du sol, $\varepsilon_s \approx 4.7$ la permittivité des particules du sol, $\alpha \approx 0.65$ un facteur de forme constant empirique et β' et β'' deux coefficients dépendants de la texture du sol définis par :

$$\begin{aligned}\beta' &= 1.2748 - 0.519 S - 0.152 A \\ \beta'' &= 1.33797 - 0.603 S - 0.166 A\end{aligned}\quad (II.43)$$

où S et A représentent respectivement le taux de sable et le taux d'argile.

La dépendance en fréquence intervient dans la permittivité de l'eau libre, ε_{f0} , calculée en utilisant l'équation de Debye :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{f0}' &= \varepsilon_{\omega\infty} + \frac{\varepsilon_{\omega0} - \varepsilon_{\omega\infty}}{1 + (2\pi f \tau_\omega)^2} \\ \varepsilon_{f0}'' &= \frac{2\pi f \tau_\omega (\varepsilon_{\omega0} - \varepsilon_{\omega\infty})}{1 + (2\pi f \tau_\omega)^2} + \frac{\sigma_i}{2\pi \varepsilon_0 f}\end{aligned}\quad (II.44)$$

où $\varepsilon_{\omega\infty} \approx 4.9$ est la limite HF de ε_ω , $\varepsilon_{\omega0}$ la constante diélectrique statique de l'eau pure, τ_ω le temps de relaxation de l'eau pure en s, $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ la permittivité de l'espace libre et σ_i la conductivité effective de l'eau en S.m^{-1} . Les valeurs de τ_ω et de $\varepsilon_{\omega0}$ sont définies en fonction de la température par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}\tau_\omega(T) &= (1.1109 \cdot 10^{-10} - 3.824 \cdot 10^{-12} T + 6.938 \cdot 10^{-14} T^2 - 5.096 \cdot 10^{-16} T^3) / 2\pi \\ \varepsilon_{\omega0}(T) &= 88.045 - 0.4147 T + 6.295 \cdot 10^{-4} T^2 + 1.075 \cdot 10^{-5} T^3\end{aligned}\quad (II.45)$$

Le deuxième terme de la partie imaginaire de (II.44), terme de pertes ioniques par conductivité, est ici négligeable devant le premier terme.

Pour la gamme de fréquence [0.3 GHz – 1.3 GHz], ce modèle sous-estime la partie réelle de la permittivité diélectrique. Peplinsky [Peplinsky 1995] a étendu la validité du modèle de Dobson à ce domaine fréquentiel par la correction suivante :

$$\varepsilon' = 1.15 \varepsilon' - 0.68 \quad (II.46)$$

Sur les figures II.12 et II.13, la constante diélectrique obtenue avec le modèle de Dobson-Peplinsky est tracée en fonction du taux d'humidité volumétrique pour plusieurs températures et plusieurs compositions du sol. Les valeurs données par le modèle de Topp sont aussi représentées.

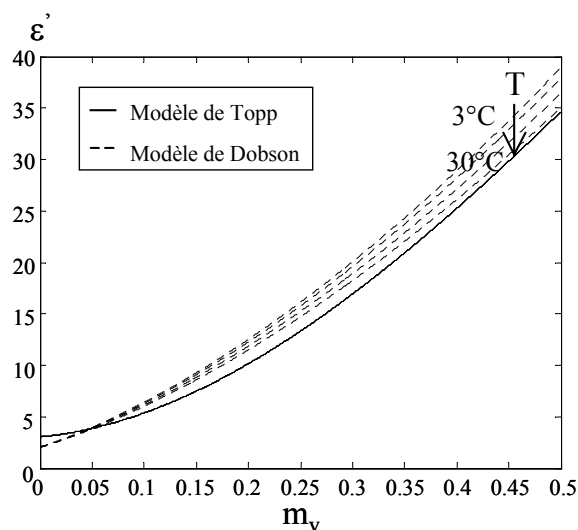
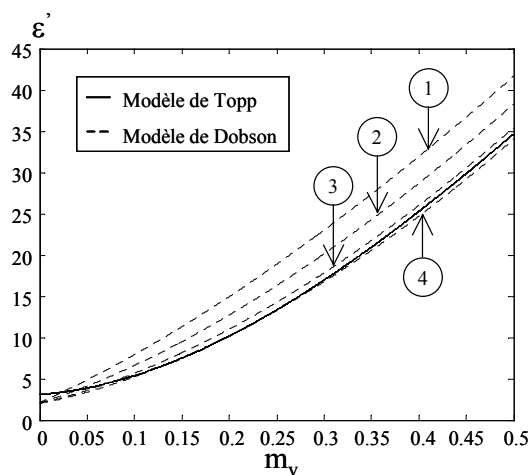


Figure II.12 Permittivité diélectrique en fonction du taux d'humidité pour différentes températures
 $f = 1 \text{ GHz}$, $\rho_b = 1.15$, $A = 0.1$ et $S = 0.4$



	Argile	Sable
1	0.2	0.6
2	0.3	0.4
3	0.1	0.3
4	0.5	0.1

Figure II.13 Permittivité diélectrique en fonction du taux d'humidité pour différentes compositions du sol
 $f = 1 \text{ GHz}$, $\rho_b = 1.15$ et $T = 15^\circ\text{C}$

A 1 GHz, les modèles de Topp et de Dobson donnent des valeurs de permittivité semblables. La permittivité diélectrique est peu sensible à la température alors qu'elle a une variation relative pouvant atteindre 23% pour deux textures de sol différentes dans le cas d'un taux d'humidité élevé. Pour des fréquences plus élevées, la constante diélectrique varie en fonction de la fréquence et le modèle de Topp n'est plus adapté. Sur la figure II.14, sont tracées les parties réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique, obtenues avec le modèle de Dobson, pour la bande de fréquence [2 GHz – 18 GHz] et pour différents taux d'humidité volumétrique.

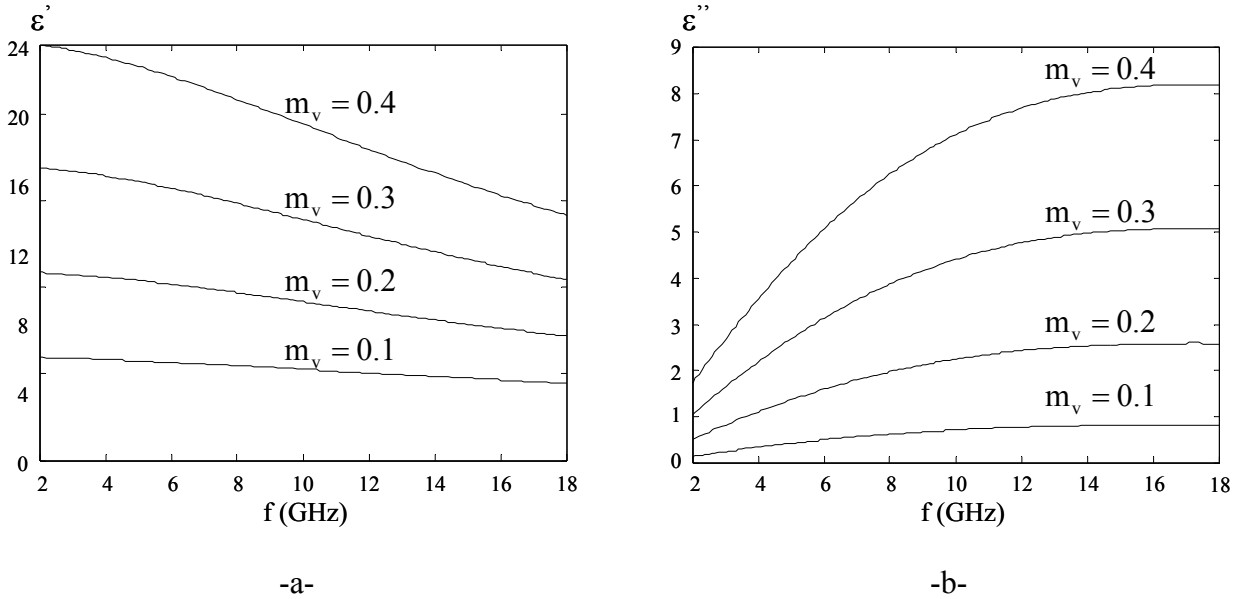


Figure II.14 Permittivité diélectrique en fonction de f pour $T = 20^\circ\text{C}$, $S = 0.4$, $A = 0.1$ et $\rho_b = 1.15$
 -a- Partie réelle, -b- Partie imaginaire

Plus la teneur en eau est élevée, plus la constante diélectrique est grande et plus sa sensibilité en fréquence est importante. Pour retrouver le taux d'humidité des surfaces à partir de leur constante diélectrique, il est impératif de prendre en compte l'influence de la fréquence d'observation.

En absence d'eau liquide, la partie réelle de la permittivité diélectrique du sol varie entre 2 et 4 et sa partie imaginaire est inférieure à 0.05.

II.2.2.2 Méthodes de mesure d'humidité

Plusieurs méthodes sont employées pour mesurer le taux d'humidité du sol : la méthode neutronique, la méthode de résonance, le tensiomètre, l'humidimètre capacitif... Les deux méthodes les plus utilisées sont présentées.

– TDR (Time Domain Reflectometry) [Topp 1980]

C'est une méthode d'analyse temporelle par micro-onde. Le système TDR est basé sur la mesure du temps de propagation aller-retour d'une onde électromagnétique le long d'une sonde placée dans le sol. Si la permittivité diélectrique du sol est grande, l'onde se déplace plus lentement. La relation suivante permet alors de calculer la constante diélectrique :

$$\epsilon = \left(\frac{ct_{AR}}{2d} \right)^2 \quad (\text{II.47})$$

où d est la longueur de la tige de la sonde. Le taux d'humidité est ensuite calculé en utilisant les modèles présentés en II.2.2.1. C'est une méthode simple, cependant elle ne tient pas compte des pertes diélectriques du milieu. La figure II.15 représente une mesure de permittivité diélectrique selon la méthode TDR.



Figure II.15 Système TDR

– **Méthode thermogravimétrique [Gradner 1986]**

Elle consiste à prélever des échantillons de sol d'environ 5 cm d'épaisseur et de les sécher au four à 105°C. Le taux d'humidité volumique est alors calculé à partir de la masse sèche et de la masse humide du sol.

$$m_v = \frac{M_E}{M_D} \frac{\rho_b}{\rho_E} \quad (\text{II.48})$$

où M_E est la masse de l'échantillon humide, M_D , celle de l'échantillon sec et ρ_E est la densité de l'eau.

Cette méthode permet des mesures plus précises, mais nécessite une mise en œuvre plus complexe.

II.3 MODELES ELECTROMAGNETIQUES DE RETRODIFFUSION DE SURFACE

De nombreux modèles de rétrodiffusion de surface ont été développés ces quarante dernières années. Deux des approches les plus fréquemment utilisées, basées sur l'approximation de Kirchhoff et sur la méthode des petites perturbations sont présentées dans ce chapitre. Ces deux modèles sont utilisables pour des valeurs de rugosité limitées. Afin de recouvrir un plus large domaine de validité, un troisième modèle analytique, basé sur la méthode de l'équation intégrale et particulièrement adapté au type de surface rencontré lors de cette étude est introduit.

Pour qualifier le degré de rugosité de la surface, les paramètres de rugosité (l'écart-type des hauteurs et la longueur de corrélation de la surface) sont exprimés relativement à la longueur d'onde. Dans les modèles de diffusion de surface, les deux paramètres, kL_c et $k\sigma$, sont ainsi largement utilisés avec le nombre d'onde dans l'air défini par :

$$k_c = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} \quad (\text{II.49})$$

Une surface est considérée lisse si ses irrégularités sont très inférieures à la longueur d'onde.

L'onde diffusée par une surface rugueuse est composée de deux parties : la partie cohérente qui correspond à la partie diffusée dans la région spéculaire et qui résulte d'une réflexion simple de

l'onde sur la surface et la partie incohérente qui correspond à l'énergie diffusée dans toutes les autres directions et qui provient des interactions multiples de l'onde avec les composantes de rugosité de la surface et des diffusions simples de l'onde pour des surfaces assez rugueuses. Sur la figure II.16, ces deux composantes sont représentées pour trois conditions de rugosité de surface [Hajnsek 2001].

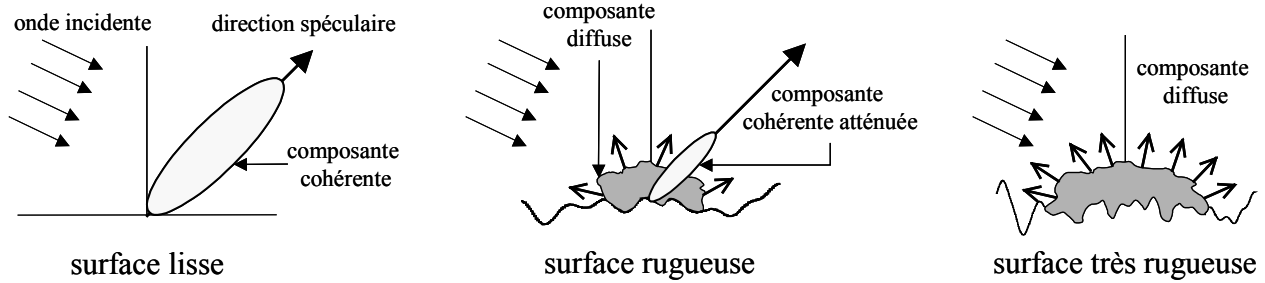


Figure II.16 Comportement de la diffusion par une surface pour 3 états de rugosité

La part d'énergie incohérente diffusée, principalement dues aux diffusions multiples de l'onde, augmente avec la rugosité.

II.3.1 Coefficients de rétrodiffusion

La section efficace radar (SER) d'une cible ponctuelle est définie comme la section efficace d'un diffuseur omnidirectionnel équivalent générant la même densité de puissance que la cible dans la direction d'observation. La SER d'une cible correspond donc au rapport de la puissance totale rayonnée par un diffuseur isotrope équivalent sur la densité de puissance incidente [Fung 1994] :

$$\sigma_{pqrs} = 4\pi R_0^2 \frac{\langle E_{pq}^s E_{rs}^{s*} \rangle}{E_q^i E_s^{i*}} \text{ en m}^2 \quad (\text{II.50})$$

où r est la distance radar-cible, les indices p et r les polarisations des ondes incidentes et les indices q et s les polarisations de l'onde reçue.

Cette définition ne peut pas être directement appliquée au calcul de la SER dans le cas d'une cible étendue, constituée d'un grand nombre de diffuseurs. Une SER moyenne par unité de surface, σ^0 , est définie au moyen de la relation suivante :

$$\sigma_{pqrs}^0 = \frac{\langle \sigma_{pqrs} \rangle}{A_0} = \frac{4\pi R_0^2}{A_0} \frac{\langle E_{pq}^s E_{rs}^{s*} \rangle}{E_q^i E_s^{i*}} \quad (\text{II.51})$$

avec A_0 l'aire illuminée.

La SER moyenne par unité de surface présente deux propriétés importantes : elle tient compte du comportement moyen de la cible étendue au sein de la zone illuminée et peut prendre des valeurs supérieures à 1 en module.

II.3.2 Modèle des petites perturbations (SPM)

L'étude de la diffusion par la méthode des perturbations a été introduite par Lord Rayleigh en 1894 pour l'analyse de la diffusion des sons par une surface ondulée sinusoïdale. Rice [Rice 1951], en développant l'expression du champ diffusé pour des surfaces rugueuses parfaitement conductrices, a montré que pour de faibles variations de hauteurs, le champ diffusé pouvait s'écrire comme une série de perturbations. Cette technique, connue comme la méthode des petites perturbations (SPM), a été appliquée aux surfaces rugueuses diélectriques [Ulaby 1982] [Valenzuela 1967].

II.3.2.1 Développement en série de Taylor

Lors de l'illumination d'une surface rugueuse par une onde incidente, le champ total dans le demi-espace de mesure s'écrit comme la somme du champ incident, du champ diffusé et du champ réfléchi (dans la direction spéculaire) :

$$\vec{E}_p = \vec{E}_p^i + \vec{E}_p^s + \vec{E}_p^r \quad \text{où } p = h \text{ ou } v \quad (\text{II.52})$$

Le champ diffusé est décomposé en une superposition d'ondes planes d'amplitudes inconnues qui se propagent vers le récepteur [Oh 1993].

$$\vec{E}_p^s = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{U}_p(k_x, k_y) e^{(+jk_x x + jk_y y - jk_z z)} dk_x dk_y \quad (\text{II.53})$$

$$\text{avec } k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$$

Pour une surface légèrement rugueuse, le produit $k_z z$ est proche de 0 et le terme exponentiel associé est développé en série de Taylor :

$$\exp(-jk_z z(x, y)) = 1 - jk_z z(x, y) - \frac{(k_z z(x, y))^2}{2} + \dots \quad (\text{II.54})$$

L'amplitude du champ de surface diffusé, \vec{U}_p , est une inconnue à déterminer qui peut aussi être développée en une série de perturbations :

$$\vec{U}_p(k_x, k_y) = \vec{U}_p^1 + \vec{U}_p^2 + \vec{U}_p^3 + \dots \quad (\text{II.55})$$

Le champ diffusé s'écrit alors :

$$\vec{E}_p^s = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{U}_p^1 + \vec{U}_p^2 + \dots)(1 - jk_z z - \dots) e^{(+jk_x x + jk_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{II.56})$$

La résolution des équations obtenues par les conditions aux limites du champ et par les relations de divergence permet de déterminer les amplitudes du champ données en (II.55).

Les trois composantes de l'amplitude U_x, U_y, U_z sont calculées au premier ordre. Les composantes du champ diffusé sont alors données par :

$$E_{qp}^s = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (j2k \cos \theta \alpha_{qp} Z(k_x + k \sin \theta, k_y)) e^{(jk_x x + jk_y y - jk_z z)} dk_x dk_y \quad (II.57)$$

où Z représente la transformée de Fourier de la surface aléatoire z . Les indices p et q correspondent respectivement à la polarisation d'émission et de réception de l'onde.

Les coefficients α_{pq} se calculent en fonction de l'angle d'incidence et de la constante diélectrique par :

$$\begin{aligned} \alpha_{hh} &= R_{\perp} \\ \alpha_{vv} &= (\epsilon - 1) \frac{\sin^2 \theta - \epsilon(1 + \sin^2 \theta)}{\left[\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} \right]^2} \\ \alpha_{hv} &= \alpha_{vh} = 0 \end{aligned} \quad (II.58)$$

Les coefficients de réflexion de Fresnel, R_{\perp} et $R_{//}$, sont définis par :

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= \frac{\cos \theta - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \\ R_{//} &= \frac{\epsilon \cos \theta - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}{\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \end{aligned} \quad (II.59)$$

II.3.2.2 Expressions des coefficients de rétrodiffusion

Au premier ordre, les coefficients de rétrodiffusion en co-polarisation sont calculés en utilisant (II.51) et (II.57). Leurs expressions sont [Ulaby 1982] :

$$\sigma_{ppqq} = \frac{4}{\pi} k^4 \cos^4 \theta \alpha_{pp} \alpha_{qq}^* S(2k \sin \theta, 0) \quad (II.60)$$

où S correspond au spectre de la rugosité de la surface, défini dans le paragraphe II.2.1.2 par (II.16). Dans l'expression (II.60), seules certaines composantes du spectre de rugosité prennent part à la rétrodiffusion.

Les termes de polarisation croisée sont nuls au premier ordre. Une modélisation réaliste nécessite la prise en compte des diffusions multiples de l'onde et donc l'extension des calculs aux termes du deuxième ordre de (II.56). Les coefficients de rétrodiffusion en polarisation croisée, définis dans [Valenzuela 1967], sont:

$$\sigma_{pqpq} = \frac{1}{2\pi^3} k^4 \cos^2 \theta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u^2 v^2}{|D_0|^2} S(u - k \sin \theta, v) S(u + k \sin \theta, v) du dv \quad (II.61)$$

$$\text{avec } D_0 = \sqrt{\epsilon k^2 - u^2 - v^2} + \epsilon \sqrt{k^2 - u^2 - v^2}$$

L'interaction entre les différentes composantes spectrales de rugosité intervient à travers les intégrales sur u et v . Il est aussi possible de développer les termes du second ordre pour les

coefficients de rétrodiffusion co-polarisés mais leurs contributions restent négligeables devant le terme de rétrodiffusion du premier ordre.

Les expressions des coefficients de rétrodiffusion rencontrées dans la littérature peuvent être légèrement différentes. En effet, les spectres de rugosité de surface utilisés sont souvent définis à un facteur 2π près et normalisés par rapport à la variance des hauteurs.

La figure II.17 représente le comportement des coefficients de rétrodiffusion obtenus avec le modèle SPM en fonction des différents paramètres de surface et de l'angle d'incidence du radar. Le spectre de la surface est choisi de forme gaussienne.

Lorsque seul l'écart-type des hauteurs diminue, le niveau de puissance rétrodiffusée diminue quel que soit l'angle d'incidence. Le même comportement est observé sur les graphes de la figure II.17-b lorsque la constante diélectrique diminue. Le comportement des coefficients de rétrodiffusion avec la longueur de corrélation, indiqué sur les graphes de la figure II.17-c, est plus difficile à caractériser. Près de la direction spéculaire, la puissance rétrodiffusée est plus forte pour kL_c grand. Le comportement inverse se produit quand l'angle d'incidence augmente.

II.3.2.3 *Domaine de validité*

Ce modèle s'applique aux surfaces faiblement rugueuses dont l'écart-type des hauteurs doit être largement inférieur à la longueur d'onde incidente. De plus, la pente moyenne doit être égale ou inférieure à l'écart-type des hauteurs défini relativement au nombre d'onde. Ces deux conditions se traduisent par :

$$\sigma < 0.05\lambda \Leftrightarrow k\sigma < 0.3 \quad \text{et} \quad \sigma_p < 0.3 \quad \text{et} \quad kL_c < 3 \quad (\text{II.62})$$

Cette dernière équation se traduit pour une loi normale par : $\sqrt{2} \frac{\sigma}{L_c} < 0.3$

Dans le cas de surfaces fortement rugueuses, le modèle basé sur l'approximation de Kirchhoff est utilisé.

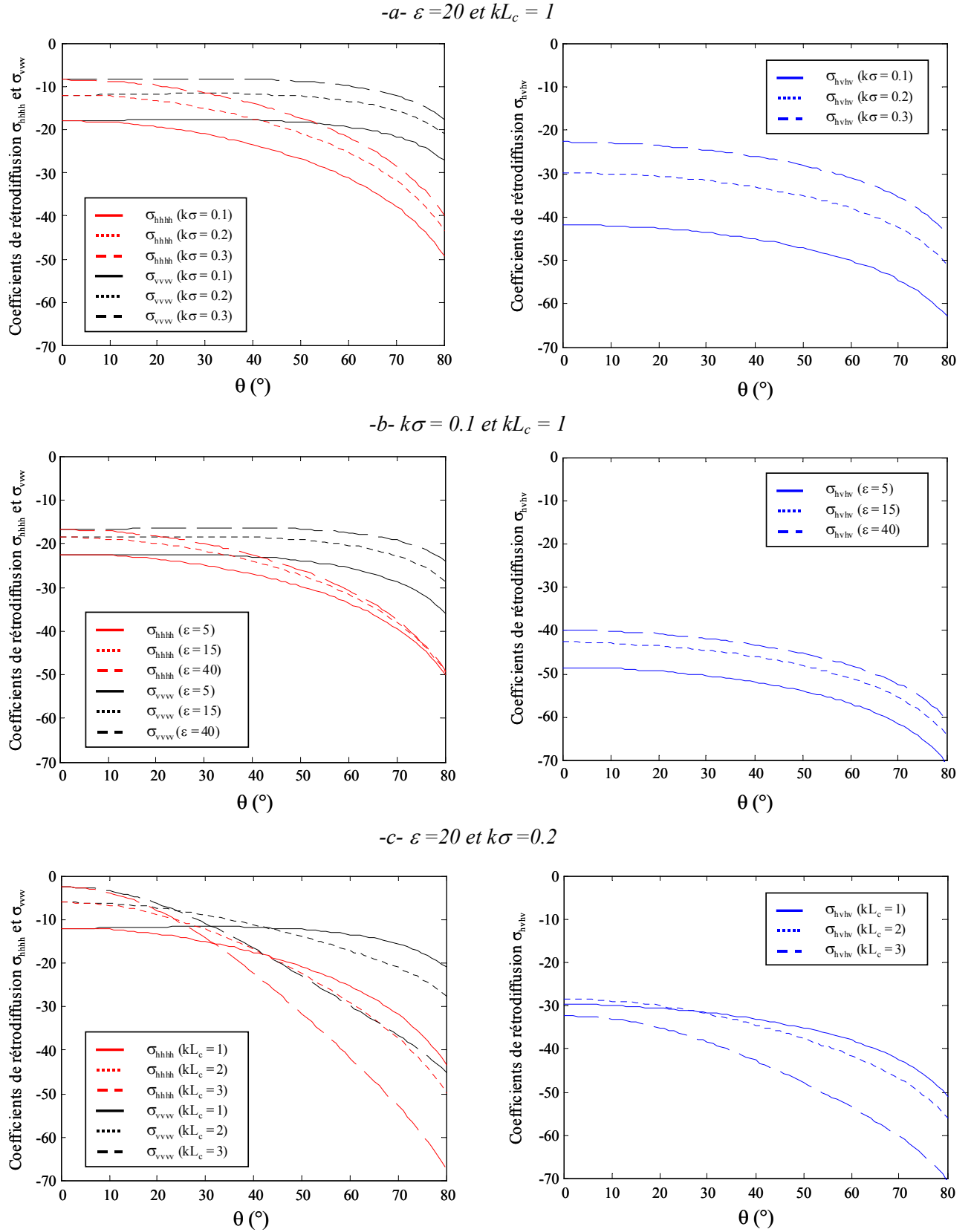


Figure II.17 Coefficients de rétrodiffusion du modèle SPM en fonction de l'angle d'incidence

II.3.3 Approximation de Kirchhoff : Optique Physique

L'approximation de Kirchhoff ou formulation de l'optique physique, est basée sur l'approximation du plan tangent qui est appliquée pour les champs de surface [Beckmann 1963]. Le champ total en un point de la surface est alors approché par un champ équivalent associé à une surface plane tangente en ce point. Cette approximation est valide lorsque les hauteurs varient de façon importante mais sur des distances d'observation assez grandes.

Le champ diffusé s'écrit en fonction des champs tangents à la surface et en utilisant le second théorème vectoriel de Green.

$$\vec{E}^s = -\frac{jk}{4\pi R_0} e^{(-jk_s R_0)} \hat{k}_s \times \iint_S \left((\hat{n} \times \vec{E}) - \hat{k}_s \times (\hat{n} \times \vec{H}) \right) e^{-jk \hat{k}_s \cdot \vec{r}} dS \quad (II.63)$$

où R_0 est la distance entre le point d'observation et le centre de l'aire illuminée, \hat{k}_s la direction de diffusion, \hat{n} la normale à la surface et \vec{r} le vecteur de position.

Le champ incident, polarisé selon la direction \hat{p} , s'écrit :

$$\vec{E}^i = \hat{p} E_0 \exp(-jk \hat{k}_i \cdot \vec{r}) \quad (II.64)$$

Le vecteur \hat{k}_i représente la direction de propagation de l'onde incidente.

Pour simplifier l'expression du champ diffusé, nous calculons maintenant les champs tangentiels. D'après l'approximation du plan tangent, le champ total en un point de la surface est égal au champ incident plus le champ réfléchi par un plan tangent infini en ce point [Ulaby 1982]. De ce fait, le champ tangentiel s'écrit :

$$(\hat{n} \times \vec{E}) = \hat{n} \times (\vec{E}_i + \vec{E}_r) \quad (II.65)$$

Le champ incident est alors décomposé par projection sur les axes \hat{t} et \hat{d} d'un système de coordonnées local, formé par le trièdre direct $(\hat{t}, \hat{d}, \hat{k}_i)$:

$$\vec{E}_i = E_t \hat{t} + E_d \hat{d} \quad (II.66)$$

Le champ réfléchi est relié au champ incident par un coefficient de réflexion. Les champs tangentiels s'écrivent alors en fonction des coefficients de réflexion de Fresnel, des coordonnées locales et du champ incident :

$$\begin{aligned} \hat{n} \times \vec{E} &= \hat{n} \times (\vec{E}'' + \vec{E}^\perp) = \hat{n} \times \hat{t} (\hat{p} \cdot \hat{t}) E_0 (1 + R_\perp) - \hat{n} \times \hat{d} (\hat{p} \cdot \hat{d}) E_0 (1 - R_\parallel) \\ \hat{n} \times \vec{H} &= \hat{n} \times (\vec{H}'' + \vec{H}^\perp) = -\hat{n} \times \hat{k}_i (\hat{p} \cdot \hat{t}) E_0 (1 - R_\perp) - \hat{n} \times \hat{t} (\hat{p} \cdot \hat{d}) E_0 (1 + R_\parallel) \end{aligned} \quad (II.67)$$

Afin de tenir compte du terme de phase, les expressions des champs tangentiels définis en (II.67) sont introduits dans (II.63). Le champ diffusé s'écrit alors :

$$\vec{E}^s = -\frac{jk}{4\pi R_0} e^{(-jk_s R_0)} \hat{k}_s \times \iint_S \left((\hat{n} \times \vec{E}) - \hat{k}_s \times (\hat{n} \times \vec{H}) \right) e^{jk \vec{r} \cdot (-\hat{k}_s - \hat{k}_i)} dS \quad (II.68)$$

II.3.3.1 Approximation de la phase stationnaire : Optique Géométrique

L'approximation de la phase stationnaire permet de simplifier les expressions complexes obtenues par la méthode du plan tangent. Ce modèle repose sur l'hypothèse majeure que chaque point de la surface diffuse dans la direction spéculaire.

La diffusion est essentiellement due à la réflexion de l'onde par un grand nombre de petites facettes normales à la direction de propagation de l'onde, les effets de diffraction locale sont exclus. La phase de l'onde diffusée est alors stationnaire car une seule onde est réfléchiée en chaque point.

Cette phase est donnée par l'argument du terme exponentiel de l'intégrale de (II.68) :

$$\Psi = -k(\hat{k}_s + \hat{k}_i) \cdot \vec{r}' = q_x x' + q_y y' + q_z z' \quad \text{avec} \quad \vec{r}' = x' \hat{x} + y' \hat{y} + z' \hat{z} \quad (\text{II.69})$$

La phase Ψ , est dite stationnaire en un point si sa dérivée en ce point est nulle. Les expressions des pentes locales de la surface, Z_x et Z_y , sont alors calculées de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial x'} &= q_x + q_z \frac{\partial z'}{\partial x'} = 0 \Leftrightarrow Z_x = \frac{\partial z'}{\partial x'} = -\frac{q_x}{q_z} \\ \frac{\partial \Psi}{\partial y'} &= q_y + q_z \frac{\partial z'}{\partial y'} = 0 \Leftrightarrow Z_y = \frac{\partial z'}{\partial y'} = -\frac{q_y}{q_z} \end{aligned} \quad (\text{II.70})$$

II.3.3.2 Expressions des coefficients de rétrodiffusion

Après une suite de calculs développés dans [Ulaby 1982], le coefficient de rétrodiffusion, dans le cas de l'optique géométrique s'écrit :

$$\sigma_{hhhh} = \sigma_{vvvv} = \sigma_{ppqq}^r = \frac{R(0)R(0)^*}{2 \cos^4 \theta \sigma_p^2} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{2 \sigma_p^2}\right) \quad (\text{II.71})$$

σ_p est la valeur moyenne des pentes de la surface et $R(0)$ est le coefficient de Fresnel défini à incidence normale par :

$$R(0) = \frac{1 - \sqrt{\epsilon}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \quad (\text{II.72})$$

Les coefficients de rétrodiffusion sont identiques en polarisation verticale et horizontale et sont indépendants de la fonction d'autocorrélation de la surface.

La figure II.18 représente les coefficients de rétrodiffusion obtenus avec le modèle de la phase stationnaire en fonction des différents paramètres de surface et de l'angle d'incidence du radar.

Lorsque seule la pente de la surface varie, le coefficient de rétrodiffusion est plus fort près de l'incidence normale pour de faibles valeurs de pente. Le comportement inverse se produit lorsque l'angle d'incidence augmente. Lorsque la constante diélectrique augmente, le coefficient de rétrodiffusion diminue avec l'angle d'incidence comme le modèle SPM.

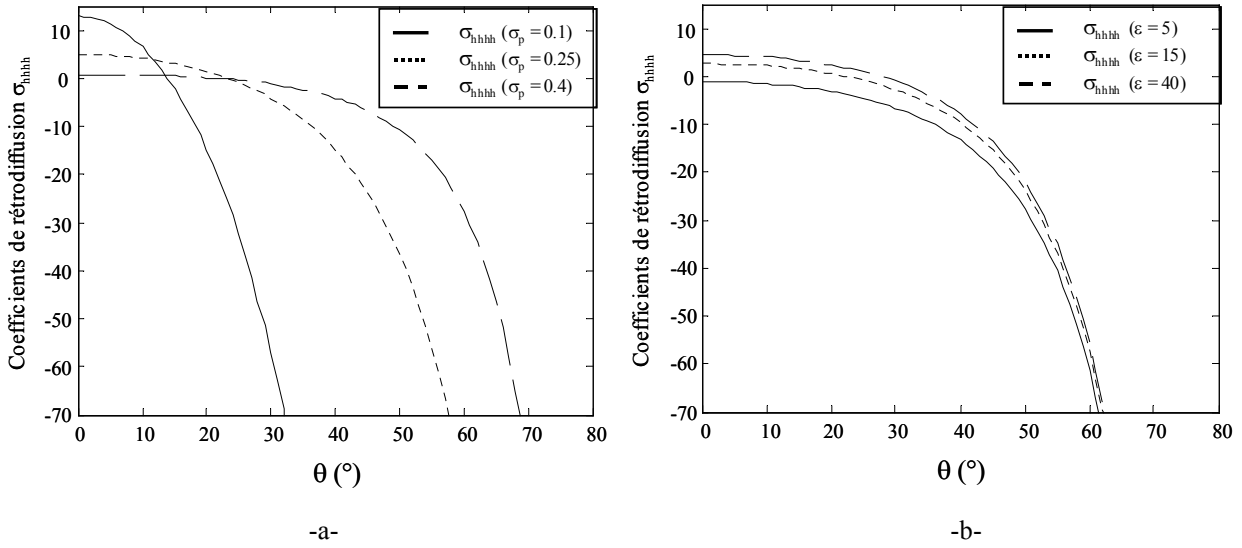


Figure II.18 Coefficients de rétrodiffusion du modèle de la phase stationnaire en fonction de θ
 -a- $\epsilon = 20$, -b- $\sigma_p = 0.3$

II.3.3.3 Domaine de validité

Ce modèle n'est valide que pour des surfaces possédant un produit $k\sigma$ suffisamment grand, condition nécessaire pour approcher la surface par un plan. Le rayon de courbure doit aussi être plus grand que la longueur d'onde. De plus, dans l'approximation de la phase stationnaire, les surfaces étudiées ont une grande variance des hauteurs qui représente de la diffusion non-cohérente. Toutes ces conditions vérifient [Ulaby 1982] :

$$L_c > \lambda \Leftrightarrow kL_c > 6 \quad \text{et} \quad R_c > \lambda \quad \text{et} \quad k\sigma > \frac{\sqrt{10}}{2 \cos \theta} \quad (\text{II.73})$$

Pour une surface dont les hauteurs suivent une loi gaussienne, la dernière condition est équivalente à $L_c^2 > 2.76\sigma\lambda$.

Le modèle de Kirchhoff ne tient pas compte des effets d'ombre. De plus, les diffusions multiples étant négligées au premier ordre, le coefficient de rétrodiffusion en polarisation croisée est nul.

II.3.4 Méthode de l'équation intégrale (IEM)

L'IEM est un des modèles de diffusion les plus utilisées pour la télédétection de surface à l'aide de données micro-ondes. Les deux modèles précédemment introduits présentent une limitation du fait de leur domaine de validité réduit. Or, une des parties de nos travaux porte sur l'extraction des paramètres de surfaces à partir de données SAR multi-fréquentielles, ce qui sous-entend qu'un large domaine de rugosité, défini relativement à la longueur d'onde, sera étudié. Il est donc nécessaire d'utiliser un modèle comme l'IEM qui présente l'avantage d'être valide pour de nombreuses valeurs de rugosité. Ce modèle se base sur l'approximation de Kirchhoff qui est corrigée par ajout

d'un terme complémentaire qui tient compte des multiples interactions de l'onde avec la surface. Des versions simplifiées de ce modèle dans les cas des surfaces de petites et moyennes pentes et des surfaces de grandes pentes sont présentées dans cette partie.

II.3.4.1 Formulations des champs diffusés et des champs tangentiels de surface

Le modèle IEM est basé sur l'équation intégrale du champ diffusé formulé par Stratton-Chu [Stratton 1941] qui s'écrit dans le cas de la rétrodiffusion comme [Fung 1992] :

$$E_{qp}^s = -\frac{jk}{4\pi R_0} \exp(-jkR_0) \iint_S (\hat{k}_i \times \hat{q} \cdot (\hat{n} \times \vec{E}_p) + \eta \hat{q} \cdot (\hat{n} \times \vec{H}_p)) \exp(-jk\hat{k}_i \cdot \vec{r}) dS \quad (II.74)$$

Les indices p et q correspondent respectivement au canal de polarisation d'émission et de réception de l'onde. Le vecteur \hat{k}_i indique la direction de propagation de l'onde incidente.

D'après Poggio et Miller [Poggio 1973], en l'absence de charge, les champs tangentiels de surface, peuvent s'exprimer comme la somme du champ incident et du champ diffusé sous la forme :

$$\begin{aligned} \hat{n} \times \vec{E} &= 2\hat{n} \times \vec{E}_i - \frac{1}{2\pi} \hat{n} \times \int \vec{E} ds' \\ \hat{n} \times \vec{H} &= 2\hat{n} \times \vec{H}_i + \frac{1}{2\pi} \hat{n} \times \int \vec{H} ds' \end{aligned} \quad (II.75)$$

où

$$\begin{aligned} \vec{E} &= jk\eta(\hat{n}' \times \vec{H}')G - (\hat{n}' \times \vec{E})\nabla'G - (\hat{n}' \cdot \vec{E})\nabla'G \\ \vec{H} &= \frac{jk}{\eta}(\hat{n}' \times \vec{E}')G + (\hat{n}' \times \vec{H})\nabla'G + (\hat{n}' \cdot \vec{H})\nabla'G \end{aligned} \quad (II.76)$$

La représentation spectrale de la fonction de Green G et son gradient $\nabla'G$ sont définis par :

$$\begin{aligned} G &= -\frac{1}{2\pi} \int \frac{j}{q} \exp(ju(x-x') + jv(y-y') - jq|z-z'|) du dv \\ \nabla'G &= -\frac{1}{2\pi} \int \frac{\hat{x}u + \hat{y}v \pm \hat{z}q}{q} \exp(ju(x-x') + jv(y-y') - jq|z-z'|) du dv \end{aligned} \quad (II.77)$$

où $q = (k^2 - u^2 - v^2)^{1/2}$ et z et z' représentent les hauteurs de la surface à des positions différentes.

Le champ lointain diffusé après interaction de l'onde incidente avec une surface rugueuse est décomposé en un terme calculé à partir de l'approximation de Kirchhoff et en un terme de correction, appelé champ complémentaire. Ce dernier permet de tenir compte des interactions de l'onde avec les rugosités environnantes et ainsi de considérer les diffusions multiples qui sont ignorées dans le terme de Kirchhoff [Alvarez-Perez 2001].

$$E_{qp}^s = E_{qp}^k + E_{qp}^c \quad (II.78)$$

Les deux composantes correspondant au champ de Kirchhoff et au champ complémentaire sont

définies par :

$$E_{qp}^k = CE_0 \int f_{qp} \exp(-2jk\hat{k}_i \vec{r}) dx dy \quad (II.79)$$

$$E_{qp}^c = \frac{CE_0}{8\pi^2} \int F_{qp} \exp(ju(x-x') + jv(y-y') - j\vec{k}_i \vec{r} - j\vec{k}_i \vec{r}') dx dy dx' dy' dudv \quad (II.80)$$

où $C = -\frac{jk}{4\pi R_0} \exp(-jkR_0)$ et E_0 est défini dans l'expression du champ incident en (II.64).

Les paramètres f_{qp} et F_{qp} sont respectivement appelés les coefficients de Kirchhoff et les coefficients complémentaires et s'écrivent en fonction des champs tangentiels de surface. Leurs expressions sont :

$$f_{qp} = [\hat{k}_i \times \hat{q} \cdot (\hat{n} \times \vec{E})_{kp} + \eta \hat{q} \cdot (\hat{n} \times \vec{H})_{kp}] \cdot (D_1 / E^i) \quad (II.81)$$

$$F_{qp} = 8\pi^2 [\hat{k}_i \times \hat{q} \cdot (\hat{n} \times \vec{E})_{cp} + \eta \hat{q} \cdot (\hat{n} \times \vec{H})_{cp}] \cdot (D_1 / E^i) \quad (II.82)$$

avec $D_1 = \sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2}$ et, Z_x, Z_y , les pentes locales de la surface.

Les coefficients de Kirchhoff sont calculés à l'aide d'une intégration par partie sur les pentes de la surface à partir des équations définies en (II.75), (II.79) et (II.81). Les valeurs simplifiées de ces coefficients en rétrodiffusion sont :

$$f_{vv} = \frac{2R_{//}}{\cos \theta} \quad f_{hh} = -\frac{2R_{\perp}}{\cos \theta} \quad f_{hv} = 0 \quad (II.83)$$

Ils ne dépendent que de la constante diélectrique de la surface et de l'angle d'incidence.

Les coefficients complémentaires sont plus compliqués à calculer. Ils dépendent de la fonction de Green et de son gradient. Leurs formules générales sont développées dans [Fung 1992]. Leurs expressions, pour le cas de petites et moyennes pentes, sont explicitées dans cette partie. Ils dépendent des variables d'intégrations u et v qui représentent les composantes de rugosité de la surface.

II.3.4.2 Puissance moyenne

La puissance moyenne totale diffusée est proportionnelle à :

$$\langle E_{qp}^s E_{qp}^{s*} \rangle = \langle E_{qp}^k E_{qp}^{k*} \rangle + 2 \operatorname{Re} \langle E_{qp}^c E_{qp}^{k*} \rangle + \langle E_{qp}^c E_{qp}^{c*} \rangle \quad (II.84)$$

La composante cohérente de la puissance est donnée par la puissance quadratique moyenne. La part de puissance incohérente, obtenue par soustraction de la puissance cohérente à la puissance totale, est donnée par :

$$\begin{aligned} \langle E_{qp}^s E_{qp}^{s*} \rangle - \langle E_{qp}^s \rangle \langle E_{qp}^s \rangle^* &= \langle E_{qp}^k E_{qp}^{k*} \rangle - \langle E_{qp}^k \rangle \langle E_{qp}^k \rangle^* + 2 \operatorname{Re} \left[\langle E_{qp}^c E_{qp}^{k*} \rangle - \langle E_{qp}^c \rangle \langle E_{qp}^k \rangle^* \right] \\ &+ \langle E_{qp}^c E_{qp}^{c*} \rangle - \langle E_{qp}^c \rangle \langle E_{qp}^c \rangle^* \end{aligned} \quad (\text{II.85})$$

Le coefficient de rétrodiffusion s'écrit pour la polarisation pqrs sous la forme suivante:

$$\sigma_{pqrs} = \frac{4\pi R_0^2 P_{pqrs}}{E_0^2 A_0} = \sigma_{pqrs}^k + \sigma_{pqrs}^{kc} + \sigma_{pqrs}^c \quad (\text{II.86})$$

II.3.4.3 Approximation des petites et moyennes pentes

Lorsque le produit de l'écart-type des hauteurs de la surface par le nombre d'onde est faible, $k\sigma < 3$, des termes exponentiels contenant la fonction de corrélation de la surface, sont développés en série de Taylor.

Le coefficient de diffusion se décompose en deux termes : un terme de diffusion simple et un terme de diffusion multiple comme :

$$\sigma_{pqrs} = \sigma_{pqrs}^s + \sigma_{pqrs}^m \quad (\text{II.87})$$

Le coefficient de rétrodiffusion en co-polarisation est largement dominé par le terme de diffusion simple, le terme de diffusion multiple ayant une amplitude négligeable. Les coefficients de rétrodiffusion co-polarisés, σ_{ppqq} , sont alors définis par :

$$\sigma_{ppqq} \approx \sigma_{ppqq}^s = \frac{k^2}{4\pi} \exp(-2k_z^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^{2n} I_{pp}^n I_{qq}^{n*} \frac{S^n(-2k_x, 0)}{n!} \quad (\text{II.88})$$

avec

$$I_{pp}^n = (2k_z)^2 f_{pp} \exp(-\sigma^2 k_z^2) + \frac{k_z^n (F_{pp}(-k_x, 0) + F_{pp}(k_x, 0))}{2} \quad (\text{II.89})$$

et

$$\begin{aligned} F_{vv}(-k_x, 0) + F_{vv}(k_x, 0) &= \frac{2 \sin^2 \theta (1 + R_{//})^2}{\cos \theta} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} + \frac{\varepsilon - \sin^2 \theta - \varepsilon \cos^2 \theta}{\varepsilon \cos^2 \theta} \right) \\ F_{hh}(-k_x, 0) + F_{hh}(k_x, 0) &= -\frac{2 \sin^2 \theta (1 + R_{\perp})^2}{\cos^3 \theta} (\varepsilon - 1) \end{aligned} \quad (\text{II.90})$$

La composante de diffusion simple en polarisation croisée, $\sigma_{hv hv}^s$, est nulle en rétrodiffusion. De ce fait, en polarisation croisée, le coefficient de rétrodiffusion est essentiellement dû aux diffusions multiples et son expression est donnée par :

$$\begin{aligned} \sigma_{hv hv} &= \sigma_{hv hv}^m = \frac{k^2}{8\pi^2} \exp(-2k_z^2 \sigma^2) \\ &\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_z^2 \sigma^2)^{m+n}}{m!n!} \iint [|F_{hv}(u, v)|^2 + F_{hv}(u, v) F_{hv}^*(-u, -v)] S^m(u - k_x, v) S^n(u + k_x, v) du dv \end{aligned} \quad (\text{II.91})$$

avec

$$F_{hv}(u,v) = \frac{uv}{k \cos \theta} \left[\frac{8R^2}{(k^2 - u^2 - v^2)^{1/2}} + \frac{-2 + 6R^2 + (1+R)^2/\varepsilon + \varepsilon(1-R)^2}{(\varepsilon k^2 - u^2 - v^2)^{1/2}} \right] \quad (\text{II.92})$$

$$\text{avec } R = \frac{R_{//} - R_{\perp}}{2}$$

L'interaction des différentes composantes de rugosité de la surface intervient à travers les intégrales sur u et v de (II.91).

Le domaine de validité est défini par :

$$\cos^2 \theta \frac{k\sigma^2}{\sqrt{kc}} \exp\left(-\sqrt{2kc(L_c - \sin \theta)}\right) < 1 \quad \text{avec } k\sigma < 3 \quad \text{avec } kc = 0.459kL_c \quad (\text{II.93})$$

La figure II.19 représente le comportement des coefficients de rétrodiffusion en fonction des différents paramètres de surface et de l'angle d'incidence du radar.

Lorsque l'écart-type augmente, la puissance rétrodiffusée est plus faible près de la direction spéculaire, elle devient plus forte pour des angles d'incidence compris entre $20^\circ < \theta < 30^\circ$. Le même comportement est observé lorsque kL_c diminue. Lorsque la surface est faiblement rugueuse, le lobe de diffusion est étroit et la direction spéculaire est la direction privilégiée de diffusion. Comme il est montré sur la figure II.16, le lobe de diffusion est beaucoup plus large pour des surfaces rugueuses et la puissance rétrodiffusée est alors plus importante pour des angles d'incidence plus grands. Les caractéristiques de diffusion de ce modèle sont plus réalistes que celles obtenues par le modèle SPM et le modèle de Kirchhoff.

La puissance rétrodiffusée diminue avec la constante diélectrique. Des limitations de ce modèle apparaissent pour de forts angles d'incidence (à partir de 70°).

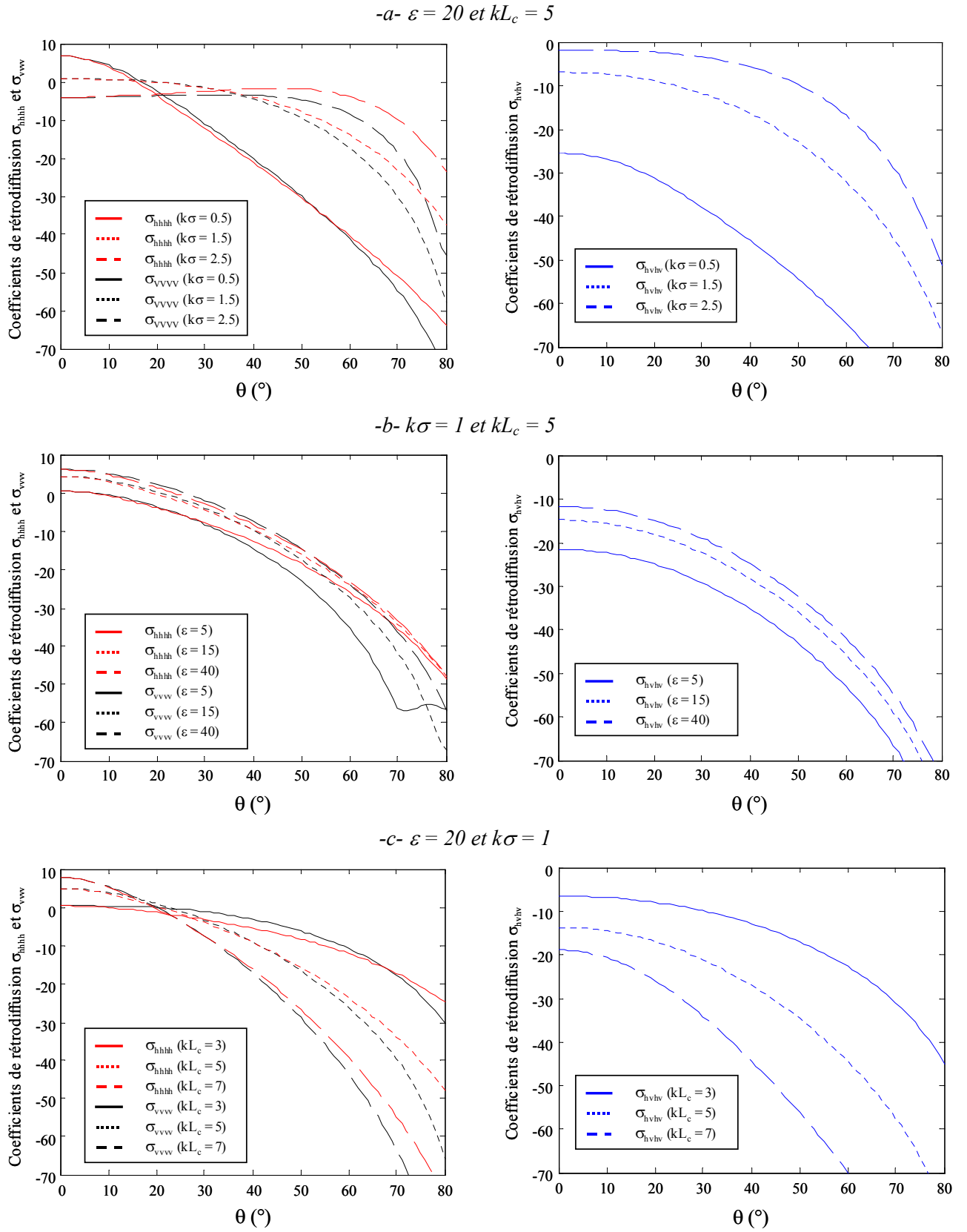


Figure II.19 Coefficients de rétrodiffusion du modèle IEM en fonction de l'angle d'incidence

II.3.4.4 Approximation des larges pentes

Lorsque l'écart-type des hauteurs est grand, il n'est plus possible d'utiliser un développement en série de Taylor des termes exponentiels. L'approximation des larges pentes suppose que la fonction d'autocorrélation de la surface est proche de 1. Le terme $1 - \rho_N(x, y)$ est alors remplacé par son développement en série de Taylor au second ordre autour de l'origine dans les trois termes de (II.86). Les calculs sont explicités dans [Fung 1994].

Le coefficient de rétrodiffusion obtenu pour les canaux co-polarisés est :

$$\sigma_{ppqq} \approx \sigma_{ppqq}^s = \frac{k^2 f_{pp} f_{qq}^*}{8k_z^2 \sigma^2 [\rho_{Nxx}(0) |\rho_{Nyy}(0)| - \rho_{Nxy}^2(0)]^{1/2}} \exp \left(- \frac{|\rho_{Nyy}(0)| k_x^2}{2k_z^2 \sigma^2 [\rho_{Nxx}(0) |\rho_{Nyy}(0)| - \rho_{Nxy}^2(0)]} \right) \quad (II.94)$$

Dans le cas d'une fonction d'autocorrélation gaussienne :

$$\rho_{Nxx}(0) = \rho_{Nyy}(0) = -\frac{2}{L_c} \quad \text{et} \quad \rho_{Nxy}(0) = 0 \quad (II.95)$$

Le coefficient de rétrodiffusion se simplifie et s'écrit alors :

$$\sigma_{Gpppp}^s = \frac{(kL_c)^2 f_{pp} f_{pp}^*}{16((k\sigma)^2 \cos^2 \theta)} \exp \left(- \frac{(kL_c)^2 \sin^2 \theta}{4((k\sigma)^2 \cos^2 \theta)} \right) \quad (II.96)$$

où l'indice G signifie gaussien.

Le coefficient de rétrodiffusion obtenu pour la polarisation croisée est :

$$\sigma_{hvhv} = \sigma_{hvhv}^m = \frac{k^2}{8\pi \sigma^4 k_z^4 [\rho_{Nxx}(0) |\rho_{Nyy}(0)| - \rho_{Nxy}^2(0)]} \iint |F_{hv}(u, v)|^2 \exp \left(- \frac{|\rho_{Nxx}(0)| (u - k_x)^2 + |\rho_{Nyy}(0)| v^2 - 2|\rho_{Nxy}(0)| (u - k_x) v}{k_z^2 \sigma^2 [\rho_{Nxx}(0) |\rho_{Nyy}(0)| - \rho_{Nxy}^2(0)]} \right) du dv \quad (II.97)$$

Dans le cas d'une fonction d'autocorrélation gaussienne, le coefficient de rétrodiffusion se simplifie et s'écrit alors :

$$\sigma_{Ghvhv} = \frac{(kL_c)^2}{32\pi (k\sigma)^4 \cos^4 \theta} \iint_S |F_{hv}(u, v)|^2 \exp \left(- L_c \frac{(u - k_x)^2 + v^2}{2k_z^2 \sigma^2} \right) du dv \quad (II.98)$$

où F_{hv} est formulé en (II.92).

Le domaine de validité est défini par $k\sigma > 3$.

– Importance des diffusions simples et des diffusions multiples

Le coefficient de diffusion simple est le terme le plus important dans le cas de la rétrodiffusion

pour les termes co-polarisés. Pour le terme croisé, il est nul dans le cas de la rétrodiffusion simple, le terme de polarisation croisée en configuration monostatique est essentiellement le résultat de diffusions multiples. La diffusion multiple est prise en compte pour les termes co-polarisés lorsque $k\sigma > 1.1$ et $\sigma_p > 0.5$ [Hsieh 1997], conditions qu'il est assez rares de rencontrer sur des champs naturels.

– Améliorations de l'IEM

Dans le modèle proposé par A.K. Fung [Fung 1994], le terme de phase dans l'expression de la fonction de Green et de son gradient est négligé afin d'alléger le développement des calculs analytiques. Cependant, cette simplification ne permet pas de tenir rigoureusement compte des diffusions multiples. Récemment, différents modèles [Alvarez-Perez 2001] [Chen 2003] visant à corriger l'IEM existant en tenant compte du terme de phase de la fonction de Green ont été développés. Des différences sensibles sont observées pour les surfaces très rugueuses dans le cas bistatique.

En plus de posséder un large domaine de validité, l'IEM présente l'avantage de pouvoir intégrer des surfaces non isotropes ainsi que des surfaces composées de différentes échelles spatiales, nécessaires pour la modélisation de champs agricoles caractérisés par des sillons périodiques.

II.3.5 Fonctions d'ombre

Dans le cas de surfaces très rugueuses, l'effet d'ombre doit être pris en compte [Bourlier 1999] lorsque la condition suivante est vérifiée :

$$\sigma_p = \cot(\theta) \quad (\text{II.99})$$

L'effet d'ombre intervient dans le terme de diffusion simple comme un facteur multiplicatif. Cette fonction d'ombre dépend de l'angle d'incidence et de la pente moyenne de la surface σ_p . Elle est définie comme [Smith 1971] :

$$O_s(\theta, \sigma_p) = \left[1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\cot(\theta)}{\sigma_p \sqrt{2}} \right) \right] \frac{1}{1 + f(\theta, \sigma_p)} \quad (\text{II.100})$$

avec

$$f(\theta, \sigma_p) = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma_p \sqrt{2}}{\cot(\theta)} \exp \left(-\frac{\cot^2(\theta)}{2\sigma_p} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{\cot(\theta)}{\sigma_p \sqrt{2}} \right) \right\} \quad (\text{II.101})$$

où erfc est la fonction complémentaire de la fonction d'erreur, erf .

Pour les coefficients de rétrodiffusion multiple, la fonction d'ombre intervient sous l'intégrale. Elle a la même forme que celle définie en (II.100) à la différence près que le terme $\cot(\theta)$ est remplacé par une fonction des variables d'intégration u et v . Il est alors défini par :

$$\cot_m = \sqrt{\frac{k^2 - u^2 - v^2}{u^2 + v^2}} \quad (\text{II.102})$$

Les valeurs prises par u et v représentent les différentes directions de diffusion.

II.3.6 Conclusion

Ces modèles respectent, jusqu'à l'ordre 2, l'hypothèse de symétrie de réflexion correspondant à une corrélation nulle entre les termes de co-polarisation et de polarisation croisée. Les ordres supérieurs ne sont pas présentés car ils sont très inférieurs aux termes d'ordre 1 et d'ordre 2 et leur influence sur l'extraction des paramètres de surface est négligeable [Fung 2002].

La figure II.20 représente les domaines de validité des trois modèles présentés.

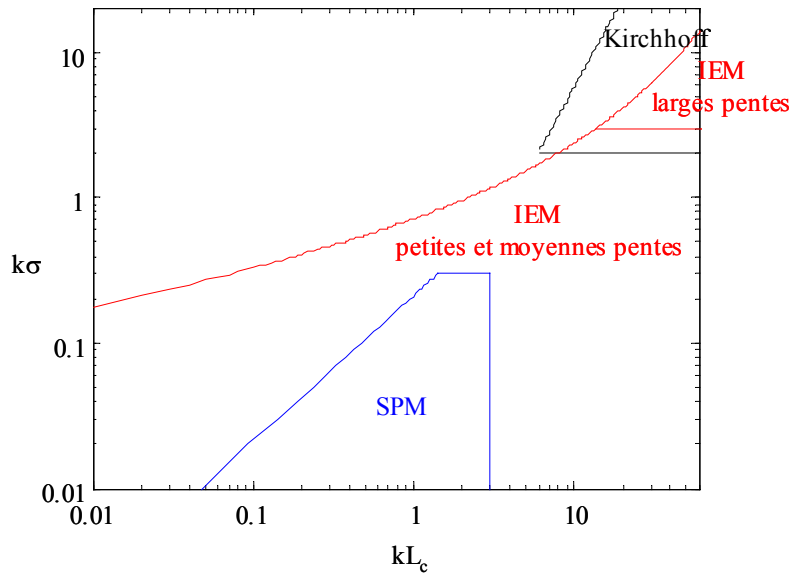


Figure II.20 Domaines de validité des modèles de diffusion représentés dans le plan $(kL_c, k\sigma)$

II.4 CONCLUSION

Ce chapitre présente les différents paramètres caractéristiques d'une surface. La rugosité est définie principalement par la densité de probabilité et par la fonction d'autocorrélation de ses hauteurs. Les notions de spectre, de fonction d'autocovariance, d'écart-type des hauteurs et de longueur de corrélation ont été abordées. Elles seront longuement utilisées dans le cinquième chapitre portant sur l'influence de la cellule de résolution SAR sur la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse. Le comportement diélectrique d'un sol ainsi que différents modèles de constante diélectrique fonction du taux d'humidité sont également présentés.

Dans la seconde partie de ce chapitre, les trois modèles de diffusion de surface les plus utilisés, le SPM, le modèle de Kirchhoff et l'IEM, sont exposés. Le modèle des petites perturbations L'IEM

présente de multiples avantages. Tout d'abord, il possède un large domaine de validité ce qui permet de l'utiliser pour des fréquences importantes (>5 GHz). De plus, pour des études polarimétriques, l'utilisation d'un tel modèle est essentielle car il permet, en tenant compte des diffusions multiples de l'onde avec la surface, d'obtenir un coefficient de rétrodiffusion en polarisation croisée différent de 0 et un coefficient de corrélation entre les canaux co-polarisés inférieur à 1. Enfin, ce modèle peut s'appliquer aux surfaces non isotropes et multi-échelles. Il sera utilisé dans la suite de ces travaux, particulièrement pour l'extraction des paramètres de surface à partir de données SAR.

CHAPITRE III. IMAGERIE SAR : PRINCIPE ET MESURES

III.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, les principes de mesure et de filtrage de données SAR polarimétriques ainsi que les mesures polarimétriques, qui seront utilisées par la suite lors des phases de validation des différentes techniques d'analyse, sont présentés

Dans une première partie sont exposés les principes d'acquisition et de traitement des données SAR monostatiques. Ces procédés de mesure impliquent des caractéristiques des données mesurées qu'il est indispensable de prendre en compte lors des traitements d'analyse. L'onde rétrodiffusée est constituée de la sommation cohérente des réponses d'un grand nombre de diffuseurs élémentaires contenus à l'intérieur de la cellule de résolution. L'image mesurée par le radar est la projection de la réponse des cibles situées au sol sur un plan oblique. Les dimensions d'une cellule de résolution d'une image SAR dépendent des paramètres du radar ainsi que du traitement associé.

L'opération de sommation cohérente lors de la mesure de données SAR entraîne l'apparition d'un bruit multiplicatif (ou speckle) susceptible de perturber fortement les traitements des données radar ainsi que l'interprétation de leur résultat. Pour diminuer l'influence de ce bruit, des techniques de filtrage sont utilisées. Ainsi dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présentons les propriétés statistiques de données bruitées ainsi que la procédure de filtrage polarimétrique proposée par J. S. Lee.

La dernière partie introduit les mesures acquises en mode diffusiométrique et en mode SAR dans la chambre anéchoïde du Laboratoire de Signature Micro-onde Européen (EMSL) du Centre de Recherche Joint (JRC) à Ispra (Italie) pour différentes fréquences et différentes résolutions. Ces données ont été gracieusement fournies par J. Fortuny et seront utilisées pour valider les différentes approches développées dans les chapitres IV et V.

III.2 PRINCIPE DE LA MESURE SAR

III.2.1 Configuration

Le radar est considéré à visée latérale sans dépointage azimutal. La géométrie d'une mesure SAR est représentée sur la figure III.1 [Olivier 1989] avec les caractéristiques suivantes :

- V_{sar} est la vitesse du porteur qui se déplace suivant la direction azimutale.

- H est l'altitude de la plate-forme.
- θ_c est l'angle d'observation radar mesuré entre le nadir et l'axe radar-centre de l'empreinte au sol.
- R_c est la distance entre le radar et le centre de l'empreinte au sol et est définie par $R_c = H / \cos \theta_c$.
- ΔX et ΔY sont respectivement les dimensions de l'empreinte au sol dans la direction distance et azimuth.

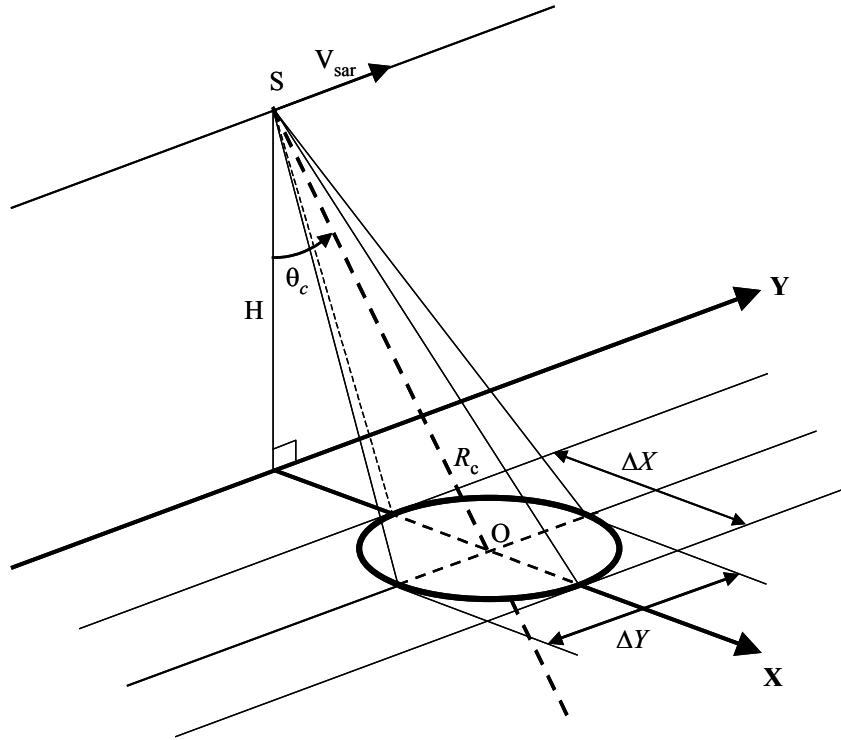


Figure III.1 Géométrie d'une mesure SAR en visée latérale dans le repère (O, X, Y, Z)

Le radar émet des impulsions suivant l'axe radial, normal à son sens de déplacement et sous un angle d'incidence, θ_c , non nul. La longueur de la zone illuminée, appelée aussi empreinte en distance ou encore fauchée, se calcule à l'aide de la relation suivante :

$$\Delta X \approx \frac{R_c \lambda_0}{D_x \cos \theta_c} \quad (\text{III.1})$$

La largeur de la zone illuminée, appelée aussi empreinte azimuthale, est déterminée approximativement par :

$$\Delta Y \approx \frac{R_c \lambda_0}{D_y} \quad (\text{III.2})$$

III.2.2 Signal émis par un SAR

Le signal émis, appelé chirp, est constitué d'une enveloppe temporelle de valeur unitaire et de durée T_p contenant un signal modulé linéairement en fréquence autour d'une pulsation porteuse ω_0 avec une pente de la pulsation instantanée égale à ω_1 . Ce signal s'écrit sous la forme complexe suivante :

$$s_e(\tau) = a(\tau) e^{j\left(\omega_0 + \frac{\omega_1}{2}\tau\right)\tau} = a(\tau) e^{j\omega_0\tau} e^{j\frac{\omega_1}{2}\tau^2} \quad (\text{III.3})$$

où $a(t)$ représente l'enveloppe unitaire temporelle du chirp non-nulle pour $-T_p/2 \leq \tau \leq T_p/2$.

III.2.3 Modèle du signal reçu dans le cas d'une cible étendue

Le signal reçu lors de l'observation d'une cible étendue résulte de la somme cohérente des signaux réfléchis par un grand nombre de diffuseurs, représentés par une densité de réflectivité complexe au sol, notée $\gamma(x_0, y_0)$ pour laquelle les couples (x_0, y_0) décrivent l'ensemble des points qui constituent la scène étudiée. Le signal s'exprime sous la forme d'une double intégration [Olivier 1999] .

$$s(r, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s_d(r, y; x_0, y_0) dy_0 dx_0 \quad (\text{III.4})$$

Le signal reçu dans le cas d'une cible ponctuelle, $s_d(r, y, x_0, y_0)$ étant fonction de la distance radiale r et non de la distance au sol x , la formulation de l'intégration de (III.4) dans le plan oblique requiert le changement de variable suivant :

$$r_0 = \sqrt{H^2 + x_0^2} \Rightarrow dx_0 = \frac{r_0}{x_0} dr_0 = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 - H^2}} dr_0 \quad (\text{III.5})$$

L'expression du signal reçu devient alors :

$$s(r, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma_{\text{eff}}(r_0; y_0) a\left(\frac{2}{c}(r - r_0)\right) e^{j\frac{2\omega_1}{c^2}(r - r_0)^2} e^{-j\frac{\omega_0}{c}\frac{(y - y_0)^2}{r_0}} G_{\text{er}}(y - y_0; r_0) dy_0 dr_0 \quad (\text{III.6})$$

où $G_{\text{er}}(y - y_0; r_0)$ représente le gain des antennes d'émission et de réception et $\gamma_{\text{eff}}(r_0, y_0)$ la densité de réflectivité complexe modifiée donnée par :

$$\gamma_{\text{eff}}(r_0; y_0) = \frac{\gamma(r_0; y_0)}{r_0 \sqrt{r_0^2 - H^2}} e^{-j\frac{2\omega_0}{c}r_0} \quad (\text{III.7})$$

Le signal reçu peut être reformulé afin de faire apparaître des produits de convolution :

$$s(r, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} a\left(\frac{2}{c}(r-r_0)\right) e^{j\frac{2\omega_1}{c^2}(r-r_0)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma_{\text{eff}}(r_0; y_0) e^{-j\frac{\omega_0}{c}\frac{(y-y_0)^2}{r_0}} G_{\text{er}}(y-y_0; r_0) dy_0 dr_0 \quad (\text{III.8})$$

Une expression synthétique du signal reçu est alors obtenue sous la forme de deux produits de convolutions :

$$s(r; y) = \gamma_{\text{eff}}(r; y) \underset{y}{*} h_a(r; y) \underset{r}{*} h_r(r) \quad (\text{III.9})$$

avec les réponses impulsionnelles en azimuth $h_a(r; y)$ et en distance $h_r(r)$, respectivement, données par :

$$h_a(r; y) = e^{-j\frac{\omega_0}{c}\frac{y^2}{r}} G_{\text{er}}(y; r) \quad (\text{III.10})$$

$$h_r(r) = a\left(\frac{2r}{c}\right) e^{j\frac{2\omega_1 r^2}{c^2}}$$

III.2.4 Formation de l'image SAR

La formation de l'image SAR associée au signal modélisé dans le paragraphe précédent est assurée par une détection des réponses des différents contributeurs. L'utilisation de filtres adaptés au signal émis permet, en présence d'un bruit additif Gaussien, de maximiser le rapport signal à bruit et conduit à une détection au Maximum de Vraisemblance optimale.

La compression du signal est tout d'abord effectuée en distance au moyen du filtre adapté $h_r^*(-r)$:

$$s_{\text{rc}}(r, y) = s(r, y) * h_r^*(-r) = \gamma_{\text{eff}}(r, y) \underset{y}{*} h_a(r, y) \underset{r}{*} a_r(r) \quad (\text{III.11})$$

où $s_{\text{rc}}(r, y)$ est le signal compressé en distance et $a_r(r)$ la fonction d'autocorrélation en distance définie par :

$$a_r(r) = h_r(r) * h_r^*(-r) = \left(\frac{cT_p}{2} - |r|\right) \text{sinc}\left(\frac{\omega_1}{c} r \left(T_p - \left|\frac{2r}{c}\right|\right)\right) e^{\frac{-j4\omega_1 r^2}{c^2}} \quad (\text{III.12})$$

Au voisinage de son maximum, $r \approx 0 \ll cT_p / 2$, $a_r(r)$ peut être simplifiée par :

$$a_r(r) \approx \frac{cT_p}{2} \text{sinc}\left(\frac{\omega_1}{c} r T_p\right) e^{\frac{-j4\omega_1 r^2}{c^2}} = \frac{cT_p}{2} \text{sinc}\left(\frac{2\pi B}{c} r\right) e^{\frac{-j4\omega_1 r^2}{c^2}} \quad (\text{III.13})$$

avec $B = \frac{\omega_1 T_p}{2\pi}$, la largeur de bande du signal chirp.

Le signal est alors focalisé en distance avec une résolution définie comme la distance séparant le maximum du premier passage par 0 de la fonction $a(r)$ et donnée par :

$$\delta_r = \frac{c}{2B} \quad (\text{III.14})$$

Le signal est ensuite compressé en azimuth au moyen du filtre adapté $h_a^*(r, -y)$. Il est important de noter qu'un filtre adapté différent doit être utilisé pour chacune des distances r considérées, afin de prendre en compte la notion de profondeur de champ. L'image SAR résultante est alors donnée par :

$$S_{\text{im}}(r, y) = s_{\text{rc}}(r, y) *_{\text{y}} h_a^*(r_0, -y) = \gamma_{\text{eff}}(r, y) *_{\text{y}} a_a(r, y) *_{\text{r}} a_r(r) \quad (\text{III.15})$$

avec $a_a(r, y)$, la fonction d'autocorrélation en azimuth :

$$a_a(r, y) = h_a(r, y) *_{\text{y}} h_a^*(r, -y) \approx \Delta Y \text{sinc}\left(\frac{2\pi y}{D_y}\right) e^{j\frac{2\omega_0 y^2}{c} r} \quad (\text{III.16})$$

Cette fonction est obtenue par une intégration sur la largeur de l'empreinte au sol dans la direction azimuthale, calculée au centre de l'image en considérant $r \approx R_c$ et pour un diagramme d'antenne unitaire.

La résolution en azimuth est alors donnée par :

$$\delta_a = \frac{D_y}{2}$$

Malgré l'apparente similitude théorique des traitements en site et en azimuth, ce dernier se révèle être beaucoup plus complexe lorsqu'il s'agit de mettre en œuvre effectivement un processeur. En effet, l'expression du filtre adapté en azimuth $h_a^*(r, -y)$ est dépendante de la distance r et donc variable au cours de la formation des lignes successives de l'image.

L'équation de l'image SAR synthétisée donnée en (III.15) sous la forme de produits de convolution implique deux propriétés fondamentales.

- Une image SAR résulte d'une sommation cohérente de la densité de réflectivité de la scène observée. Cette intégration est la source de processus aléatoires générateurs de bruit speckle.
- Les fonctions d'autocorrélation en azimuth et en distance présentent des résolutions données respectivement par δ_r et δ_a . Le domaine d'intégration de la sommation cohérente mentionnée précédemment est donc restreint aux résolutions physiques de l'image SAR. Ceci implique que des mesures effectuées à des résolutions différentes résultent de caractéristiques de diffusion liées à des échelles de réflectivité différentes.

III.3 FILTRAGE DES DONNEES SAR POLARIMETRIQUES

III.3.1 Formation du speckle

Les images radar d'environnements éclairés par une onde électromagnétique cohérente

présentent des granularités cohérentes particulières et spécifiques. Ces granularités limitent l'interprétation des propriétés macroscopiques de la scène observée, en lui donnant une apparence chaotique et désordonnée. La majorité des milieux naturels présentent des diffuseurs élémentaires dont les dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde incidente. Les surfaces peuvent être alors extrêmement rugueuses et correspondent à des milieux hétérogènes sources de réflexions multiples aléatoires. Ces réflecteurs élémentaires présentent alors des diffusions indépendantes. Comme cela a été montré précédemment, l'onde réfléchi par la surface vers le point d'observation, résulte de l'addition cohérente des réponses de ces éléments diffuseurs auxquelles sont affectés des retards dépendants de la longueur d'onde et de l'état microscopique de la surface ainsi que de sa géométrie.

L'interférence de ces ondes déphasées mais cohérentes engendre des chatoiements dans l'image connus sous le nom de speckle. L'effet speckle se traduit sur l'image par la présence d'une multitude de points soit brillants lorsque l'interférence associée est fortement constructive, soit obscurs lorsque l'interférence est destructive. Le speckle n'est donc pas le résultat d'une variabilité spatiale des propriétés physiques ou électromagnétiques de la surface illuminée par le radar.

Dans toute image radar, il est courant de rencontrer aussi bien des parcelles où la seule texture présente est celle du speckle (zone homogène), que des parcelles présentant des variations spatiales propres à l'environnement autre que celles du speckle (zone hétérogène), comme le montre la figure III.2.



Figure III.2 Exemples de zones homogènes et hétérogènes sur une image SAR

Il est alors indispensable de mettre en place une procédure de réduction du speckle pour une meilleure détection des cibles ainsi que pour une meilleure classification et identification des divers mécanismes de diffusion présents au sein de l'environnement. Seule une approche quantitative par des méthodes statistiques et probabilistes permet alors de décrire les fluctuations dues au speckle.

III.3.2 Description statistique du speckle

Le manque de connaissance des détails microscopiques d'un environnement naturel sur lequel se réfléchit une onde électromagnétique, nécessite d'étudier statistiquement les propriétés d'une telle cible étendue.

Une zone homogène est considérée comme étant constituée d'un ensemble de N diffuseurs élémentaires indépendants. Le champ électrique total rétrodiffusé par cet ensemble de cibles ponctuelles s'écrit:

$$n_{pq} = \sum_{k=1}^N a_{pq}^k e^{j\phi_{pq}^k} \quad (\text{III.17})$$

où a_{pq}^k représente l'amplitude du $k^{\text{ième}}$ contributeur en polarisation pq et ϕ_{pq}^k est le terme de phase composé de la phase propre du $k^{\text{ième}}$ contributeur en polarisation pq et de la phase du trajet aller-retour ($pq = HH, HV$ ou VV).

Les lois statistiques décrivant ces deux grandeurs satisfont les conditions suivantes:

- L'amplitude et la phase propre de chaque élément diffuseur sont des variables aléatoires statistiquement indépendantes.
- La contribution de chaque diffuseur est indépendante de celle des autres éléments.
- Les phases des différents éléments diffuseurs sont indépendantes entre elles et uniformément distribuées entre 0 et 2π . Ceci suppose que les dimensions de la cible soient plus grandes que la longueur d'onde émise et que sa surface soit extrêmement rugueuse comparée à la longueur d'onde.

Les moyennes et variances du champ rétrodiffusé total sont alors :

$$E(\text{Re}(n_{pq})) = E(\text{Im}(n_{pq})) = 0 \quad \text{et} \quad \text{var}(\text{Re}(n_{pq})) = \text{var}(\text{Im}(n_{pq})) = \frac{1}{N} E(a_{pq}^k)^2 \quad (\text{III.18})$$

En considérant que le nombre N de diffuseurs élémentaires est important, l'application du théorème central limite permet d'attribuer à ces variables aléatoires une loi de distribution gaussienne. Comme la partie réelle et la partie imaginaire de n_{pq} sont des variables aléatoires indépendantes, il est alors possible d'écrire la fonction de densité de probabilité jointe comme :

$$p(n_{pq}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{n_{pq} n_{pq}^*}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{III.19})$$

La moyenne de l'intensité du speckle étant usuellement considérée unitaire, la variable n_{pq} suit alors une loi Gaussienne complexe de moyenne nulle et de variance unitaire :

$$E(n_{pq} n_{pq}^*) = 1 \quad (\text{III.20})$$

III.3.3 Filtre vectoriel linéaire de Lee

Toute procédure de filtrage vectoriel de suppression du speckle doit fournir en sortie une

information polarimétrique qui soit représentative de la cible [Lee 1994]. Pour cela il est nécessaire de prendre en compte les coefficients de corrélation en polarisation croisée afin de préserver l'information de phase relative entre les différents canaux de polarisation.

Afin de prendre en compte toute l'information polarimétrique incohérente, la procédure de filtrage vectoriel du speckle utilise comme support la matrice de cohérence, \mathbf{T} .

Il est cependant très important de noter que si les intensités qui composent les éléments diagonaux de la matrice de cohérence sont caractérisées par le modèle multiplicatif du speckle, les coefficients de corrélation hors-diagonale ne peuvent être décrits ni par un modèle multiplicatif ni par un modèle additif.

Afin de restituer l'information polarimétrique, le filtre doit délivrer en sortie une matrice de cohérence complète filtrée, $\tilde{\mathbf{T}}$. J. S. Lee [Lee 1994] a défini un filtre de speckle, utilisant un coefficient d'adaptation k , qui revient à définir l'estimateur linéaire de la matrice de cohérence suivant:

$$\tilde{\mathbf{T}} = E(\mathbf{T}) + k(\mathbf{T} - E(\mathbf{T})) \quad (\text{III.21})$$

Le coefficient d'adaptation k est obtenu, à partir des statistiques locales effectuées sur la fenêtre d'analyse appliquée sur l'image span, avec :

$$k = \frac{\text{var}(\text{span}) - E(\text{span})^2 \sigma_v^2}{\text{var}(\text{span})(1 + \sigma_v^2)} = \frac{CV(\text{span})^2 - \sigma_v^2}{CV(\text{span})^2(1 + \sigma_v^2)} \quad (\text{III.22})$$

où le span est donné par $\text{span} = Y_{HHHH} + 2Y_{HHVV} + Y_{VVVV}$ et σ_v est le coefficient de variation du speckle.

L'image span comporte l'information des structures hétérogènes (frontières, détails fins, cibles,...) présentes au sein de chaque canal de polarisation HH, HV et VV et possède les statistiques jointes de ces trois canaux. Si le coefficient de variation de l'image span, $CV(\text{span})$ est proche du coefficient de variation du speckle alors le pixel central appartient à une zone homogène. La matrice de cohérence du pixel central filtré est alors proche de la valeur moyenne sur le voisinage : $\tilde{\mathbf{T}} \approx E(\mathbf{T})$. Si dans la fenêtre d'analyse le coefficient de variation de l'image span est très supérieur au coefficient de variation du speckle, le pixel central appartient à une zone hétérogène. La matrice de cohérence du pixel central filtré est alors proche de sa valeur initiale : $\tilde{\mathbf{T}} \approx \mathbf{T}$. La détermination de ce coefficient d'adaptation k peut être accompagnée tout comme dans le cas scalaire, de la mise en œuvre d'une procédure de détection de contours.

Le filtre vectoriel de suppression du speckle proposé par J.S. Lee, est un des filtres aujourd'hui les mieux adaptés au traitement d'images SAR multipolarisées. Il permet un lissage efficace du speckle dans les zones homogènes et hétérogènes et conserve aussi bien la résolution spatiale que les niveaux de réflectivité de cibles ou de structures hétérogènes isolées [Lee 1994].

De plus, ce filtre est très simple à mettre en place puisque les calculs se limitent à la détermination de la moyenne, de la variance et du coefficient de variation du span au sein de la fenêtre d'analyse.

Il est à noter que tous les éléments de la matrice de cohérence sont filtrés de façon indépendante et de manière équivalente. Cette procédure évite ainsi tout couplage entre les éléments et permet de restituer une matrice de cohérence filtrée conservant toutes ses propriétés statistiques.

La conséquence majeure de l'utilisation d'une technique de filtrage de speckle est l'obtention en sortie du filtre de matrices de cohérence qui résultent d'une sommation incohérente et qui ne sont plus de rang unitaire. De telles procédures nécessitent ensuite le traitement des données au moyen d'un théorème de décomposition tel que celui introduit dans le premier chapitre.

III.4 DONNEES JRC ACQUISES EN CHAMBRE ANECHOÏDE

Ces données nous ont été gracieusement fournies par le Docteur Joaquim Fortuny du JRC (Joint Research Centre) en Italie.

III.4.1 Présentation de la chambre anéchoïde

Le laboratoire de signature micro-ondes européen, EMSL (European Microwave Signature Laboratory), du centre de recherche joint, JRC (Joint Research Centre), inauguré en 1992 se situe à Ispra en Italie. Il possède une chambre anéchoïde de forme hémisphérique d'un rayon de 10 m représentée sur la figure III.3 permettant de mesurer différentes cibles en mode SAR et en mode diffusiométrique. En outre, des mesures monostatiques et bistatiques peuvent être réalisées pour des angles d'incidence et azimutal variables ($\pm 115^\circ$).

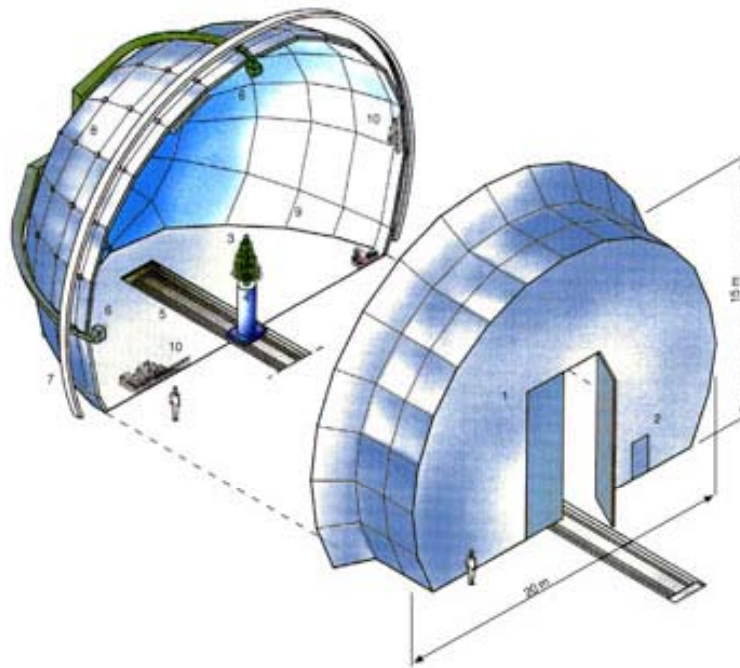


Figure III.3 Chambre anéchoïde du laboratoire JRC

Le laboratoire est équipé d'un radar à pas de fréquence et de trois jeux d'antennes à deux polarisations. Le domaine de fréquence couvert s'étend de 300 MHz à 26.5 GHz et la dynamique de réflectivité est de 100 dB. Destiné aux recherches dans le domaine de la télédétection radar, ce système de mesure est aussi utilisé dans d'autres domaines tels que la mesure d'antennes, la

détection d'objets enfouis (mines) et les tests non-destructifs.

III.4.2 Caractéristiques des surfaces

Les réponses de trois surfaces naturelles de distribution des hauteurs gaussienne sont mesurées. Les deux premières surfaces présentent toutes deux des spectres de rugosité de forme gaussienne tandis que la troisième est caractérisée par la fonction d'autocorrélation mixte suivante :

$$\rho_N(r) = \exp\left(-r^2 / \sqrt{l_c^4 + (rL_c)^2}\right) \quad (\text{III.23})$$

Les surfaces sont réalisées par une machine de moulure commandée numériquement (CNC). La figure III.4 montre une photographie d'une surface posée sur son socle dans la chambre anéchoïde de l'EMSL. Ces surfaces mesurent 2 m de diamètre.

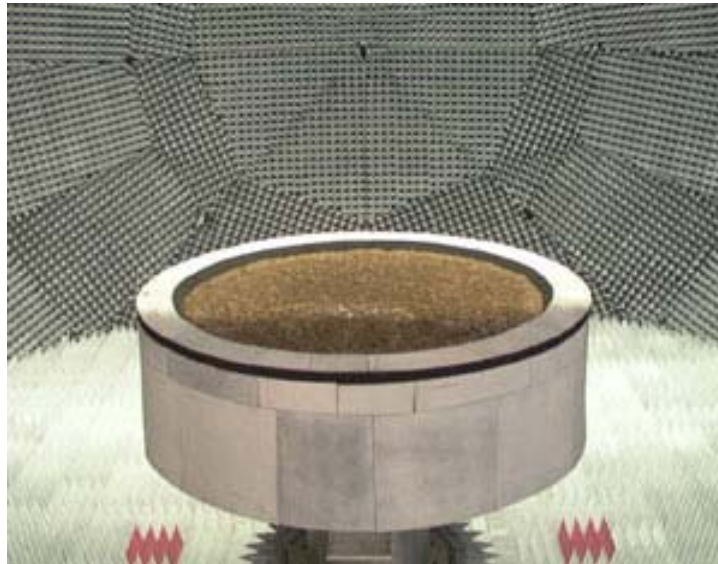


Figure III.4 Photographie du socle et de la surface

III.4.2.1 Rugosité

Les trois surfaces sont caractérisées par les différents paramètres de rugosité donnés dans le tableau suivant :

Surface lisse	$L_c = 6 \text{ cm}$	$\sigma = 0.4 \text{ cm}$
Surface mixte	$l_c = 1.8 \text{ cm}$ et $L_c = 6 \text{ cm}$	$\sigma = 0.9 \text{ cm}$
Surface rugueuse	$L_c = 6 \text{ cm}$	$\sigma = 2.5 \text{ cm}$

Tableau III.1 Valeurs des longueurs de corrélation et des écarts-types des hauteurs

III.4.2.2 Constante diélectrique

Le matériel diélectrique utilisé pour réaliser ces surfaces est un mélange de sable, d'éthanoléol et d'eau. Ce choix respecte les critères désirés qui sont un faible coût et une constante diélectrique stable. La constante diélectrique de ce mélange est mesurée par une sonde coaxiale et un analyseur de réseau [Nesti 1998].

La figure III.5 représente la valeur de la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique en fonction de la fréquence.

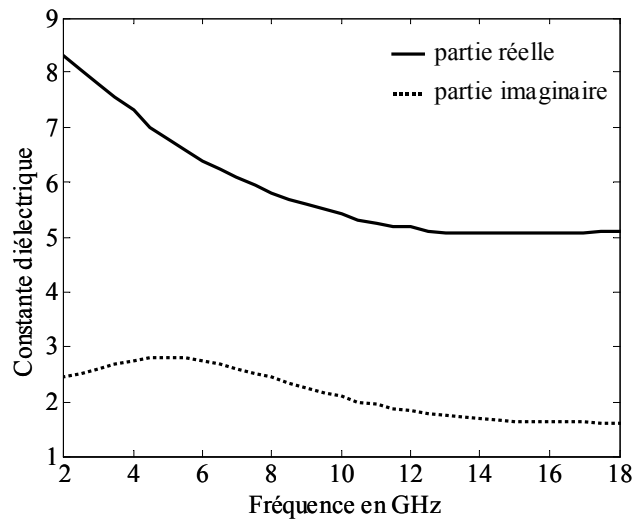


Figure III.5 Constante diélectrique des surfaces rugueuses en fonction de la fréquence

III.4.3 Génération des données diffusiométriques

La mise en œuvre des mesures diffusiométriques est montrée sur la figure III.6. Les antennes TX et RX correspondent respectivement aux antennes d'émission et de réception. Les données sont acquises en mode quasi-monostatique (l'espace angulaire entre TX et RX est de 1°) pour différents angles d'incidence compris entre 10° et 50° . Durant les mesures, la cible tourne par pas de 5° autour de l'axe **Z** pour obtenir des échantillons indépendants, les données sont ainsi acquises pour 72 angles de rotation. La matrice de diffusion est mesurée en mode monostatique tous les 11.25 MHz pour la bande de fréquence [1-19 GHz].

Le coefficient de rétrodiffusion estimé est obtenu en moyennant les 72 coefficients de rétrodiffusion correspondant aux différents angles de rotation. Il est normalisé par rapport à l'aire de la surface qui est de 3.14 m^2 .

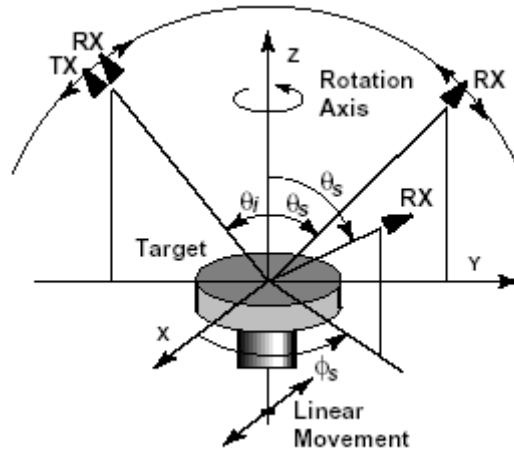


Figure III.6 Installation des mesures diffusiométriques [Nesti 1998]

III.4.4 Données SAR multi-fréquentielles et multi-résolutions

III.4.4.1 Génération des données SAR

L'installation des mesures SAR est montrée sur la figure III.7 où l'antenne statique, placée à une distance R_0 du centre du système de coordonnées, illumine avec un angle θ une cible étendue qui se déplace le long de l'axe **X** (cross-range).

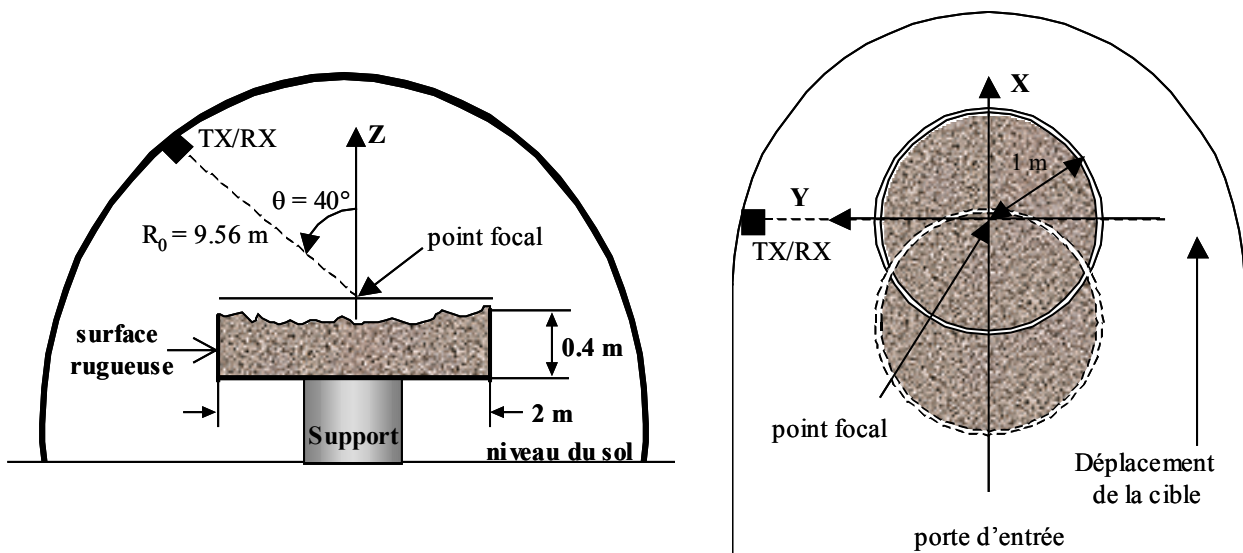


Figure III.7 Installation des mesures SAR

Avec une telle géométrie de mesure, la distorsion de phase du champ proche peut être prise en compte en considérant un front d'onde sphérique illuminant la cible. La fonction de réflectivité 2D reconstruite dans un plan horizontal à la hauteur H s'écrit [Nesti 1996] :

$$I(x, y) = \frac{4}{c^2} \int_{x_a} \int_f E_s(f, x_a) \Psi(f, x_a, x, y) df dx_a \quad (\text{III.24})$$

où c est la vitesse de la lumière, f la fréquence, x_a la position de la cible sur l'axe \mathbf{X} , $E_s(f, x_a)$ le champ rétrodiffusé mesuré comme une fonction de la fréquence et des coordonnées en \mathbf{X} de la cible et $\Psi(f, x_a, x, y)$ l'opérateur de focalisation de champ proche qui peut s'exprimer comme :

$$\Psi(f, x_a, x, y) = \frac{y_a}{x_a^2 + y_a^2} \left(\frac{R}{R_0} \right) f e^{j2k(R-R_0)} \quad (\text{III.25})$$

où k est le nombre d'onde, R la distance radiale entre le pixel à la position (x, y) et l'antenne et y_a la coordonnée de l'antenne sur l'axe \mathbf{Y} . L'opérateur de focalisation de champ proche n'inclut pas le lobe de radiation réel des antennes.

L'ouverture linéaire synthétisée possède une longueur de 4 m (la cible est déplacée de -2 m à $+2$ m le long de l'axe \mathbf{X}).

Les résolutions respectivement radiale et dans le plan sont données par :

$$\delta r = \frac{R_0 \lambda_c}{2L_a} = \frac{R_0 c}{2L_a f} K \quad (\text{III.26})$$

$$\delta y = \frac{c}{2B \sin \theta} K \quad (\text{III.27})$$

où $R_0 = 9.56$ m est la distance séparant l'antenne du radar au point central de la surface, L_a la longueur de la synthèse d'ouverture, B la bande de fréquence autour de la porteuse (le maximum est 18 GHz) et K un facteur de dégradation du au fenêtrage ($K = 1.6$ pour une fenêtre de pondération de Kaiser-Bessel).

III.4.4.2 Caractéristiques des mesures

Les données SAR ont été acquises pour un angle d'incidence de 40° (depuis le nadir). Les images sont de taille 2.5 m sur 2.5 m et sont formées de 201×201 pixels. Comme indiqué sur la figure III.8, la surface observée est comprise dans l'image. Dans le but de simplifier les traitements utilisés et d'éviter les effets de bord, la zone de l'image étudiée est un carré de 1.5 m de côté découpé dans la surface.

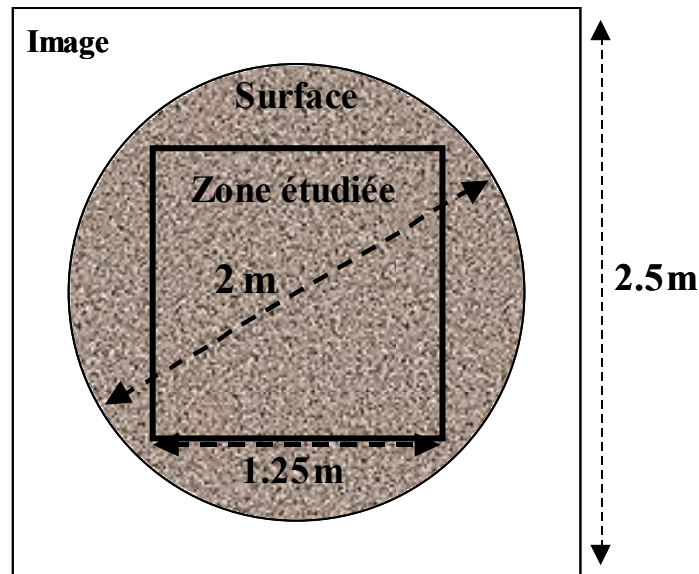


Figure III.8 Représentation de la surface étudiée

– Etude multi-résolutions

Les données multi-résolutions ont été mesurées à une fréquence de 14 GHz pour les résolutions suivantes : 4.2 cm, 4.8 cm, 5.4 cm, 6 cm, 6.6 cm, 7.2 cm, 8.4 cm, 12 cm, 18 cm et 24 cm. Elles sont utilisées dans le chapitre V pour valider l'étude de l'influence de la résolution sur la diffusion par une surface rugueuse.

– Etude multi-fréquentielle

Pour valider les algorithmes d'inversion développés dans le quatrième chapitre, il est nécessaire de disposer de données à plusieurs fréquences. Ces données ont été mesurées pour une résolution de 24 cm aux fréquences suivantes : 3 GHz, 6 GHz, 10 GHz et 14 GHz.

III.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, les principes de base de l'acquisition et du traitement de données SAR monostatiques sont exposés. Ces procédés de mesures impliquent des caractéristiques des données mesurées qu'il est indispensable de prendre en compte lors des traitements d'analyse. Ces particularités sont liées à la sommation cohérente des réponses d'un grand nombre de diffuseurs élémentaires, la projection de la réponse des cibles située au sol sur un plan oblique et aux paramètres du radar.

L'opération de sommation cohérente lors de la mesure de données SAR entraîne l'apparition d'un bruit multiplicatif, appelé speckle, qui perturbe fortement les traitements des données radar ainsi que l'interprétation de leur résultat. Nous présentons un des filtres polarimétriques de speckle développé par J. S. Lee.

Dans la dernière partie de ce chapitre, les données acquises en mode diffusiométrique et en mode SAR au JRC sont présentées. Elles seront utilisées dans les deux prochains chapitres pour l'extraction des paramètres de surface à partir de données SAR polarimétriques multi-fréquentielles et pour l'étude de l'influence de la résolution sur la réponse électromagnétique d'une surface.

CHAPITRE IV. CARACTERISATION POLARIMETRIQUE MULTI-FREQUENTIELLE D'UN SOL

IV.1 INTRODUCTION

Le but de chapitre est l'estimation des paramètres bio- et géophysiques d'un sol nu à partir de données SAR polarimétriques multi-fréquentielles. L'intérêt majeur d'utiliser des données multi-fréquentielles réside dans la sensibilité importante des propriétés de diffusion d'un milieu naturel à des variations de la fréquence d'observation. Cette sensibilité est fonction des caractéristiques de la rugosité de la surface définies relativement à la longueur d'onde incidente. De plus, l'utilisation de l'information contenue dans tous les canaux de polarisation permet de discriminer certaines caractéristiques spécifiques des surfaces (alignement par rapport au radar, caractère aléatoire de la diffusion, diffusion de Bragg).

La première partie de ce chapitre présente différents modèles d'inversion existants tels que le modèle de Oh [Oh 1992], le modèle de Dubois [Dubois 1995] et le modèle X-Bragg [Cloude 1999] [Hajnsek 2001]. Les deux premiers modèles, établis sur l'analyse de mesures expérimentales, utilisent les rapports de coefficients de rétrodiffusion alors que le dernier emploie les paramètres polarimétriques présentés dans le chapitre I.

Dans ces travaux, afin de satisfaire à certains critères (robustesse, large domaine de validité), l'algorithme d'extraction des paramètres de surface se base sur un modèle de diffusion analytique direct, le modèle de l'équation intégrale (IEM). De plus, pour tenir compte de toute l'information polarimétrique, la réponse de la surface est caractérisée par les descripteurs polarimétriques présentés dans le premier chapitre. Ainsi, la deuxième partie de ce chapitre concerne l'étude du comportement de ces descripteurs obtenus avec le modèle IEM en fonction des différentes caractéristiques du sol. La première étape de cette analyse considère le cas mono-fréquentiel. Pour simplifier l'interprétation des résultats, la longueur de corrélation est tout d'abord fixée et seuls la constante diélectrique et l'écart-type des hauteurs varient. Ensuite, les comportements de ces paramètres polarimétriques sont observés lorsque toutes les caractéristiques du sol (la constante diélectrique, la longueur de corrélation et l'écart-type des hauteurs) varient. A partir de cette analyse, un algorithme d'inversion basé sur les descripteurs polarimétriques les plus sensibles aux paramètres de surface est proposé.

La troisième partie étudie le cas multi-fréquentiel. Des relations particulières entre les descripteurs polarimétriques et les paramètres de surface sont établies pour différentes gammes de fréquence. Deux algorithmes d'inversion multi-fréquentiels sont exposés. Le premier algorithme utilise deux fréquences sensibles à la rugosité et à l'humidité. Il se base sur une méthode itérative

qui consiste à éliminer les configurations de surface ne correspondant pas aux valeurs des descripteurs polarimétriques mesurés. Le deuxième schéma d'inversion proposé est basé sur l'utilisation d'une basse fréquence et d'une haute fréquence. Cette dernière étant directement reliée au taux d'humidité.

Les différents algorithmes d'inversion sont appliqués sur les données SAR polarimétriques et multi-fréquentielles acquises au JRC en bande S, C, X et Ku et présentées dans le troisième chapitre.

IV.2 DEFINITION D'UN MODELE D'INVERSION

IV.2.1 Modèles d'inversion existants

De nombreuses études ont prouvé l'intérêt de l'utilisation des données SAR pour l'extraction des paramètres de surface [Ulaby 1984] [Oh 1993] [Borgeaud 2001]. En effet, le signal diffusé par une surface dépend fortement des paramètres physiques du sol comme la rugosité et le taux d'humidité. Cette partie présente les modèles d'inversion les plus utilisés dans la littérature. Ils se basent tous sur des analyses empiriques ou semi-empiriques de données SAR.

IV.2.1.1 Modèle de Oh

– Modélisation des paramètres polarimétriques

Le modèle semi-empirique de Y. Oh [Oh 1992] [Oh 1993] est basé sur l'observation de mesures expérimentales. Il s'intéresse aux rapports entre les différents coefficients de rétrodiffusion dont les expressions non-linéaires sont déterminées par une régression de jeux de données mesurées en fonction des paramètres de surface et du radar.

$$p = \frac{\sigma_{hhhh}}{\sigma_{vvvv}} = \left(1 - \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)^{\left(\frac{1}{3\Gamma_0} \right)} e^{-k\sigma} \right)^2 \quad (IV.1)$$

$$q = \frac{\sigma_{hvhv}}{\sigma_{vvvv}} = 0.23\sqrt{\Gamma_0} [1 - e^{-k\sigma}] \quad (IV.2)$$

$$\text{avec } \Gamma_0 = \left| \frac{1 - \sqrt{\epsilon}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \right|^2.$$

– Méthode d'inversion

La constante diélectrique du sol est trouvée à partir de l'équation suivante résultant de la résolution du système de deux équations, (IV.1) et (IV.2), à deux inconnues, $k\sigma$ et Γ_0 .

$$\left(\frac{2\theta_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3\Gamma_0}} \left[1 - \frac{q}{0.23\sqrt{\Gamma_0}}\right] + \sqrt{p} - 1 = 0 \quad (IV.3)$$

En réinjectant la valeur de la constante diélectrique dans (IV.1) ou (IV.2), le paramètre de rugosité $k\sigma$ est directement calculé. Une autre méthode d'inversion possible consiste à utiliser une table de référence représentée sur la figure IV.1. Cette technique nécessite de générer un grand nombre de combinaisons de paramètres (p, q, ϵ, σ).

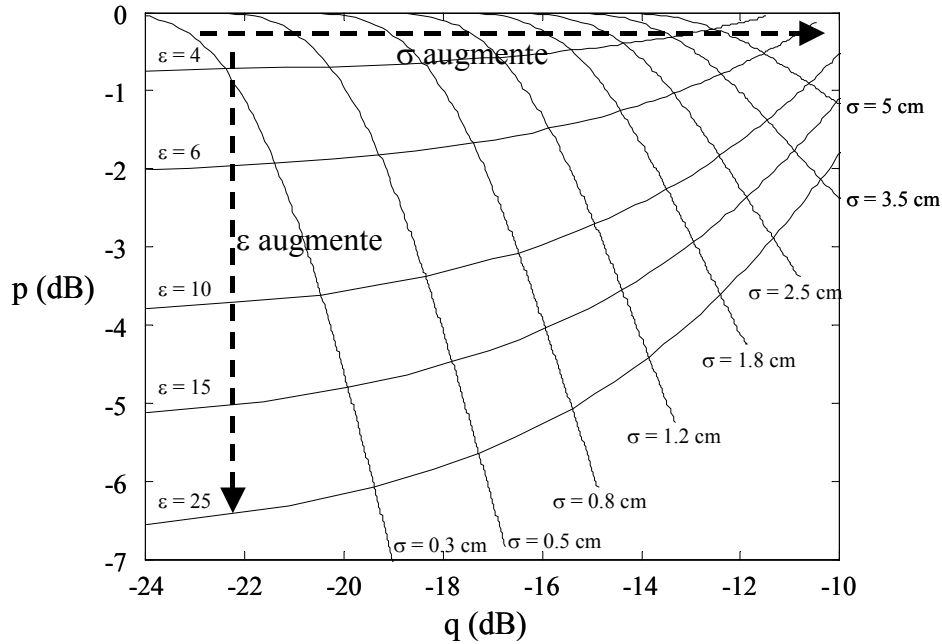


Figure IV.1 Table de référence de Oh pour $F = 1.25 \text{ GHz}$ et $\theta = 40^\circ$

Y. Oh [Oh 1992] précise que pour des valeurs de rugosité telles que $k\sigma > 3$, l'estimation de la rugosité est limitée par la perte de sensibilité de la réponse radar pour des surfaces très rugueuses.

Ce modèle de diffusion est valide pour :

$$0.1 \leq k\sigma \leq 6 \quad 2.5 \leq kL_c \leq 20 \quad 0.09 \leq m_v \leq 0.31 \quad (IV.4)$$

IV.2.1.2 Modèle de Dubois

– Modélisation des paramètres polarimétriques

Le modèle de P. Dubois [Dubois 1995] utilise une démarche similaire à celle de Oh à la différence près qu'il ne requiert que les coefficients de rétrodiffusion co-polarisés. L'observation de deux jeux de données collectés par deux diffusiomètres permet par régression de déterminer des expressions simples pour les coefficients de rétrodiffusion. Ils s'écrivent comme une combinaison des paramètres de surface (écart-type des hauteurs et constante diélectrique) et des paramètres du radar (fréquence et angle d'incidence). Leurs expressions sont :

$$\sigma_{hh} = 10^{-2.75} \frac{\cos^{1.5} \theta}{\sin^5 \theta} 10^{(0.028\varepsilon \tan \theta)} (k\sigma \sin \theta)^{1.4} \lambda^{0.7} \quad (IV.5)$$

$$\sigma_{vv} = 10^{-2.35} \frac{\cos^3 \theta}{\sin^3 \theta} 10^{(0.046\varepsilon \tan \theta)} (k\sigma \sin \theta)^{1.1} \lambda^{0.7} \quad (IV.6)$$

– Méthode d'inversion

Ces deux relations forment un système de deux équations à deux inconnues, ε et $k\sigma$. Ces deux paramètres de surface peuvent être calculés analytiquement à l'aide des expressions suivantes :

$$\varepsilon = \frac{1}{3.36 \tan \theta} \left[26.5 + 14\sigma_{vv(\text{dB})} - 11\sigma_{hh(\text{dB})} - 255 \log_{10}(\cos \theta) - 130 \log_{10}(\sin \theta) - 21 \log_{10}(\lambda) \right] \quad (IV.7)$$

$$k\sigma = \sigma_{hh}^{\frac{10}{14}} \frac{(\cos \theta)^{\left(\frac{-1.5}{1.4}\right)}}{(\sin \theta)^{\left(\frac{-6.4}{1.4}\right)}} 10^{-0.02\varepsilon \tan \theta} 10^{\frac{2.75}{1.4}} \lambda^{-0.5} \quad (IV.8)$$

Le domaine de validité du modèle est défini par :

$$\begin{aligned} 1.5 \text{ GHz} \leq F \leq 11 \text{ GHz} \quad & 30^\circ \leq \theta \leq 70^\circ \\ k\sigma \leq 2.5 \quad & m_v \leq 0.35 \end{aligned} \quad (IV.9)$$

IV.2.1.3 Modèle X-Bragg

– Modélisation des paramètres polarimétriques

Cette méthode utilise le modèle de diffusion des petites perturbations au premier ordre. Cependant, le modèle SPM est limité du fait qu'au premier ordre, il ne peut décrire ni la polarisation croisée en rétrodiffusion ni les effets de dépolarisation de l'onde diffusée. S.R. Cloude et I. Hajnsek [Cloude 1999] [Hajnsek 2001] ont alors proposé de prendre en compte la contribution des pentes en azimut en perturbant la matrice de cohérence par une matrice de rotation, $U(\phi)$, avec une distribution uniforme des pentes. La dernière étape consiste à moyenner les matrices de cohérence calculées sur toutes les composantes de la distribution des pentes de la surface. Le modèle de Bragg perturbé permet de modéliser la diffusion en polarisation croisée ainsi que les effets de dépolarisation.

– Méthode d'inversion

Sur la figure IV.2, l'angle $\bar{\alpha}$ est représenté en fonction de l'entropie H , pour différentes valeurs de constantes diélectriques lorsque la largeur de la distribution varie. Les courbes obtenues sont colinéaires, il en résulte que la constante diélectrique peut alors être directement retrouvée à partir d'un couple $(H/\bar{\alpha})$ mesuré. Pour ce faire, il est nécessaire de générer une table de référence pour chaque configuration de mesure.

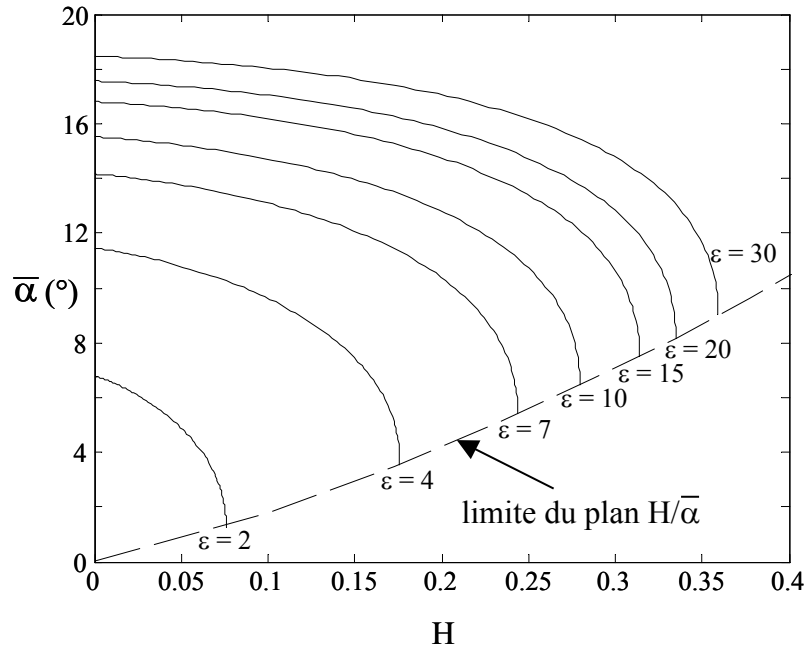


Figure IV.2 L'angle $\bar{\alpha}$ en fonction de l'entropie pour $\theta = 40^\circ$

En outre, S. Cloude a montré qu'à partir de mesures, une relation linéaire empirique permet de relier $k\sigma$ à l'anisotropie [Cloude 1999], son expression est :

$$k\sigma = 1 - A \quad \text{avec} \quad k\sigma < 1 \quad (\text{IV.10})$$

Cette relation permet d'extraire l'écart-type des hauteurs très facilement. Cependant, selon les jeux de données utilisées, il peut être nécessaire d'ajuster les coefficients de cette droite.

Le domaine de validité de ce modèle est donné par :

$$k\sigma < 1 \text{ et } 0 < m_v < 0.4 \quad (\text{IV.11})$$

Les principaux avantages des deux premiers modèles d'inversion (Oh et Dubois) sont leur simplicité d'utilisation et leur large domaine de validité. Par contre, le caractère empirique des relations établies entre les coefficients de rétrodiffusion et les paramètres du sol peut présenter des limitations lors de l'application sur des données SAR différentes. Ces modèles ne prennent pas en compte tous les canaux de polarisation.

Le dernier modèle, X-Bragg, est quant à lui totalement polarimétrique, mais il présente un domaine de validité restreint en rugosité et se base sur quelques considérations empiriques.

Ces différents modèles ne considèrent pas la longueur de corrélation de la surface étudiée qui, comme cela sera montré par la suite, peut avoir une influence considérable sur certains paramètres polarimétriques.

D'autres modèles plus complexes à mettre en œuvre et basées sur des modèle de diffusion théoriques existent mais ne sont pas présentés ici [Shi 1997] [Satalino 2000].

IV.2.2 Choix d'un modèle d'inversion

Afin d'établir notre modèle d'inversion, il est dans un premier temps nécessaire d'établir les conditions auxquels il doit répondre. Ainsi, un modèle performant d'extraction des paramètres de surface doit satisfaire aux critères suivants :

- *Robustesse* : le modèle d'inversion doit s'adapter à une large gamme de conditions de mesure ainsi qu'à des conditions particulières, telles que l'utilisation de données partiellement polarimétriques par exemple. Une approche d'inversion basée sur un modèle direct performant (model based approach en anglais) possède par nature des possibilités d'adaptation importantes.
- *Large domaine de validité* : une des parties de nos travaux portant sur l'extraction des paramètres de surface à partir de données SAR multi-fréquentielles, un modèle de diffusion valide pour un large domaine de rugosité est nécessaire.
- *Simplicité* : il est nécessaire de définir un modèle direct simple à mettre en œuvre car la convergence de la technique d'inversion nécessite, en général, plusieurs itérations. Cette condition exclut toutes les méthodes exactes telle que la méthode des moments pour modéliser la diffusion sur une surface.

IV.2.2.1 Analyse d'une mesure de diffusion par une surface

Le modèle d'inversion étant basé sur un modèle direct, il est important de déterminer le modèle de diffusion adéquat. Ainsi, les mesures acquises en mode diffusiométrique et présentées dans le chapitre III sont utilisées pour mieux comprendre le mécanisme de diffusion de surface et choisir le modèle de diffusion.

– Mesures

Les réponses de deux surfaces reposant sur un socle horizontal rotatif possédant un spectre gaussien caractérisé par une longueur de corrélation de 6 cm et des écarts-types de 0.4 cm et 2.5 cm sont mesurées au moyen d'un diffusiomètre [Nesti 1998].

Les données polarimétriques mesurées sont constituées de 72 matrices de diffusion, \mathbf{S} , acquises pour des angles de rotation différents. Ces mesures pour lesquelles la surface est perçue avec un angle d'orientation azimutal nul et un angle d'incidence constant, peuvent être assimilées à 72 réalisations de la réponse d'une surface aléatoire.

La matrice \mathbf{T} moyenne est construite à partir des 72 réalisations et les paramètres polarimétriques, H et $\overline{\alpha}$, sont calculés pour différentes rugosités et différentes fréquences d'observation. Les paramètres H et $\overline{\alpha}$ obtenus présentent des valeurs non nulles et varient avec la rugosité de la surface considérée, traduisant ainsi la réponse d'ondes partiellement polarisées.

– Conclusion

Cette expérience permet d'exclure certaines hypothèses et de formuler différentes conclusions sur le phénomène de réflexion de surface :

- La surface étant horizontale, cette expérience écarte l'hypothèse selon laquelle la désorientation de la matrice de diffusion par la matrice de rotation associée à l'orientation de la surface est à l'origine de la dépolarisation.

- La réponse électromagnétique mesurée par un diffusiomètre résulte d'une sommation cohérente. Le calcul de la diffusion par une moyenne incohérente des différentes réponses de la surface après découpage de la surface en "sous-pixels" est à donc à exclure.

- **Hypothèse**

Nous formulons alors une hypothèse alternative selon laquelle la dépolarisation de l'onde rétrodiffusée provient du fait que le signal mesuré comporte deux composantes :

- Une contribution quasi cohérente occasionnée par les réflexions simples subies par l'onde au sein de la cellule de résolution.
- Une composante incohérente due aux réflexions multiples subies par l'onde incidente sur la rugosité de la surface.

- **Validation**

Le test de cette hypothèse nécessite la mise en place de modèles de diffusion prenant en compte les termes de diffusion d'ordre supérieur, comme l'IEM présenté dans le chapitre II. En effet, l'utilisation de modèles à l'ordre 1, comme le modèle SPM, implique un coefficient de corrélation de valeur unitaire et un coefficient de rétrodiffusion en polarisation croisée nul.

La matrice de covariance définie par le modèle IEM peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}^s + \mathbf{C}^m = \begin{bmatrix} \sigma_{hhhh}^s & 0 & \sigma_{hhvv}^s \\ 0 & 0 & 0 \\ \sigma_{vvhh}^s & 0 & \sigma_{vvvv}^s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma_{hhhh}^m & 0 & \sigma_{hhvv}^m \\ 0 & \sigma_{hv hv}^m & 0 \\ \sigma_{vvhh}^m & 0 & \sigma_{vvvv}^m \end{bmatrix} \quad (\text{IV.12})$$

où ^s = simple et ^m = multiple.

L'hypothèse de création par les diffusions multiples des mécanismes d'ordre supérieur entraînant une perturbation de l'information polarimétrique et donnant des paramètres polarimétriques associés à une cible distribuée est testée au moyen du calcul du coefficient ERD (Eigenvalue Relative Difference).

ERD a été défini dans le chapitre I par [Allain 2003] :

$$\text{ERD} = \frac{\lambda_{2_{nos}} - \lambda_{3_{nos}}}{\lambda_{2_{nos}} + \lambda_{3_{nos}}} \quad \text{avec} \quad -1 < \text{ERD} < 1 \quad (\text{IV.13})$$

Les valeurs propres sont remplacées par leur expression exposées dans le chapitre I et le paramètre ERD s'écrit :

$$\text{ERD} = \frac{\sigma_{hhhh} + \sigma_{vvvv} - \sqrt{(\sigma_{hhhh} - \sigma_{vvvv})^2 + \rho_{hhvv}^2 \sigma_{hhhh} \sigma_{vvvv}} - 4\sigma_{hv hv}}{\sigma_{hhhh} + \sigma_{vvvv} - \sqrt{(\sigma_{hhhh} - \sigma_{vvvv})^2 + \rho_{hhvv}^2 \sigma_{hhhh} \sigma_{vvvv}} + 4\sigma_{hv hv}} \quad (\text{IV.14})$$

Les termes de diffusion simple et de diffusion multiple étant décorrélés, l'expression de ERD

devient :

$$\text{ERD} = \frac{\sigma_{\text{hhhh}}^s + \sigma_{\text{vvvv}}^s - \sqrt{\Delta^s} + \sigma_{\text{hhhh}}^m + \sigma_{\text{vvvv}}^m - \sqrt{\Delta^m} - 4\sigma_{\text{hvhv}}^m}{\sigma_{\text{hhhh}}^s + \sigma_{\text{vvvv}}^s - \sqrt{\Delta^s} + \sigma_{\text{hhhh}}^m + \sigma_{\text{vvvv}}^m - \sqrt{\Delta^m} + 4\sigma_{\text{hvhv}}^m} \quad (\text{IV.15})$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta^s &= \sigma_{\text{hhhh}}^s{}^2 + \sigma_{\text{vvvv}}^s{}^2 - 2\sigma_{\text{hhhh}}^s \sigma_{\text{vvvv}}^s + 4\rho_{\text{hhvv}}^s{}^2 \sigma_{\text{hhhh}}^s \sigma_{\text{vvvv}}^s \\ \Delta^m &= \sigma_{\text{hhhh}}^m{}^2 + \sigma_{\text{vvvv}}^m{}^2 - 2\sigma_{\text{hhhh}}^m \sigma_{\text{vvvv}}^m + 4\rho_{\text{hhvv}}^m{}^2 \sigma_{\text{hhhh}}^m \sigma_{\text{vvvv}}^m \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

Posons :

$$\Psi^s = \sigma_{\text{hhhh}}^s + \sigma_{\text{vvvv}}^s - \sqrt{\Delta^s} \quad \text{et} \quad \Psi^m = \sigma_{\text{hhhh}}^m + \sigma_{\text{vvvv}}^m - \sqrt{\Delta^m} \quad (\text{IV.17})$$

ce qui conduit à :

$$\text{ERD} = \frac{1 + \frac{\Psi^m}{\Psi^s} - 4 \frac{\sigma_{\text{hvhv}}^m}{\Psi^s}}{1 + \frac{\Psi^m}{\Psi^s} + 4 \frac{\sigma_{\text{hvhv}}^m}{\Psi^s}} \quad (\text{IV.18})$$

Il est important de noter que dans la plupart des modèles de diffusion par une surface, les ordres supérieurs sont négligeables pour le calcul des termes de puissance en co-polarisation [Mattia 2002] [Fung 2002]. L'équation (IV.18) se simplifie par :

$$\text{ERD} = \frac{1 - 4 \frac{\sigma_{\text{hvhv}}^m}{\Psi^s}}{1 + 4 \frac{\sigma_{\text{hvhv}}^m}{\Psi^s}} \quad (\text{IV.19})$$

Pour illustrer l'importance des diffusions multiples, la figure IV.3 représente le paramètre ERD en fonction de $k\sigma$ pour un angle d'incidence de 40° et un spectre de forme gaussienne dans le cas où la diffusion multiple est négligée et dans le cas où elle est prise en compte.

Le paramètre ERD est invariant quand le terme de diffusion multiple est négligé et n'apporte donc aucune information polarimétrique. Par contre, la prise en compte des multiples diffusions implique une évolution de ERD avec la rugosité ainsi qu'un coefficient de corrélation inférieur à 1 en module.

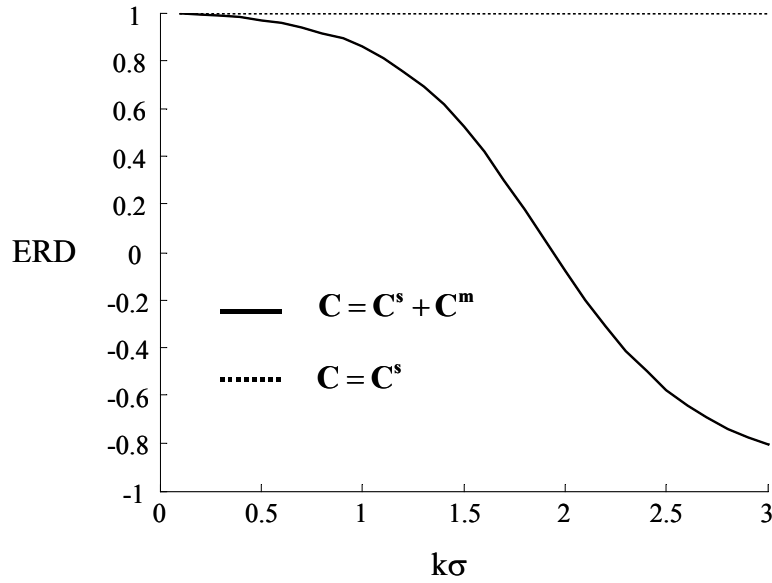


Figure IV.3 ERD en fonction de $k\sigma$

IV.2.2.2 Modèle de diffusion de surface polarimétrique

Les coefficients de rétrodiffusion sont calculés avec le modèle IEM de diffusion de surface. La raison principale de ce choix est le large domaine de validité de l'IEM [Fung 1992] et sa prise en compte des interactions multiples de l'onde avec la surface.

Pour simplifier les différents calculs, l'hypothèse de symétrie de réflexion, vérifiée pour les surfaces rugueuses, est considérée. Elle suppose que la corrélation entre les canaux en co-polarisation et en polarisation croisée est nulle.

$$\langle S_{XX} S_{XY}^* \rangle = \langle S_{YY} S_{XY}^* \rangle = 0 \quad (\text{IV.20})$$

Le modèle de diffusion polarimétrique basé sur l'IEM est représenté sur la figure IV.4. En entrée du modèle, sont requis les différents paramètres physiques de la surface ainsi que les paramètres du radar. La sortie est représentée sous la forme d'une matrice de cohérence à partir de laquelle sont calculés les différents paramètres polarimétriques.

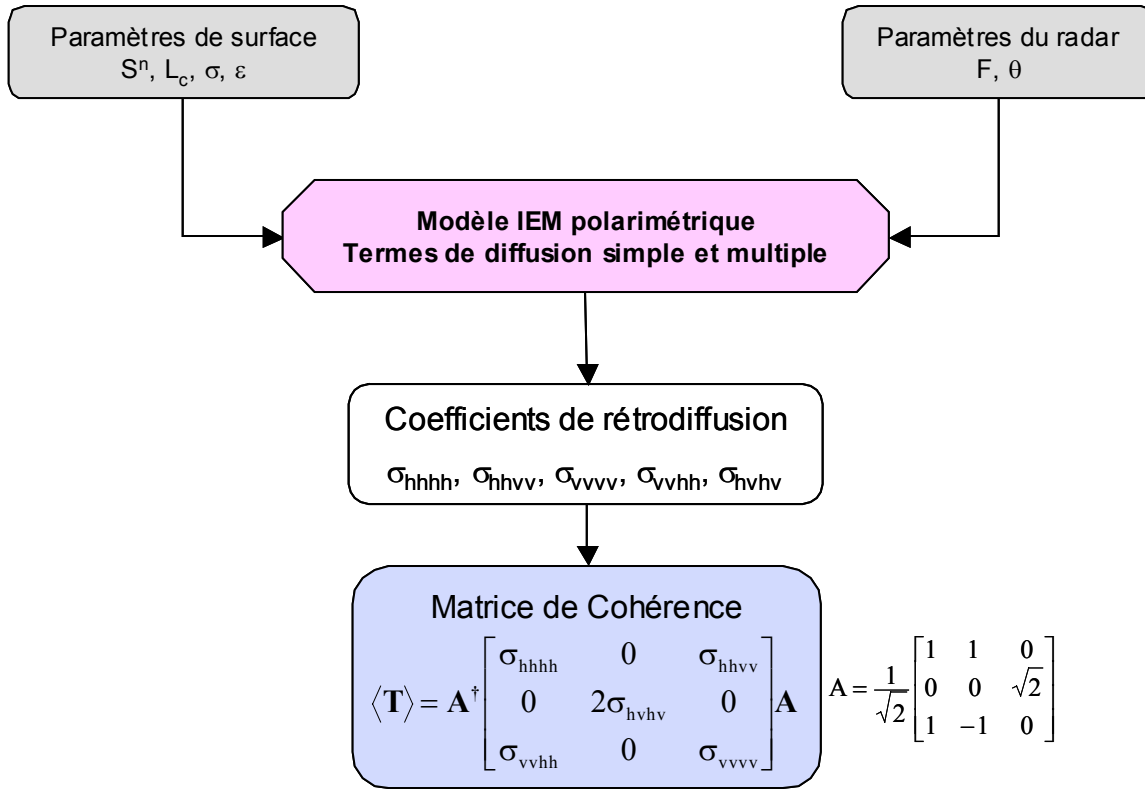


Figure IV.4 Modèle de diffusion polarimétrique

Les deux études, mono-fréquentielle et multi-fréquentielle, menées dans la suite de ce chapitre se basent sur ce modèle. Il est important de noter que ces études sont réalisées pour des surfaces de spectre de forme gaussienne et pour un angle d'incidence de 40° .

IV.3 CARACTERISATION POLARIMETRIQUE D'UN SOL - MONO-FREQUENCE

Afin de développer un modèle d'inversion efficace, il est tout d'abord important d'analyser le comportement des différents paramètres polarimétriques en fonction de la fréquence et des paramètres du sol et de trouver des relations de dépendance pertinentes entre certaines caractéristiques de la surface et certains descripteurs polarimétriques.

L'étude du comportement des paramètres polarimétriques se divise en deux parties. Pour simplifier l'interprétation des résultats, la longueur de corrélation est tout d'abord supposée fixe, l'étude est ensuite élargie à d'autres valeurs de longueur de corrélation.

IV.3.1.1 Gamme de valeurs des paramètres de surface

Une étude bibliographique, survolant les principaux travaux réalisés ces 12 dernières années sur l'extraction des paramètres de surfaces, nous a permis de fixer des intervalles de valeurs pour les différents paramètres de surface. Ces domaines de validité correspondent aux valeurs de mesures terrain utilisées dans les différents articles consultés [Oh 1992] [Dubois 1995] [Shi 1997] [Davidson

2000] [Borgeaud 2001] [Hajnsek 2001].

- Taux d'humidité : $0 \% < m_v < 35 \%$
- Constante diélectrique : $3 < \varepsilon < 40$
- Température : $5 ^\circ\text{C} < T < 25 ^\circ\text{C}$
- Ecart-type des hauteurs : $0.3 \text{ cm} < \sigma < 3.5 \text{ cm}$
- Longueur de corrélation : $1.5 \text{ cm} < L_c < 40 \text{ cm}$

Il est important de noter que l'écart-type des hauteurs et la longueur de corrélation de la surface sont liés.

IV.3.1.2 Domaine de validité

Lors de l'observation des différents paramètres polarimétriques en fonction des paramètres de surface, il a été remarqué que pour des surfaces trop faiblement rugueuses, la convergence du modèle n'est pas assurée. Une relation empirique déterminée de façon à exclure les surfaces ayant une rugosité trop faible est donnée par :

$$\frac{k\sigma}{(kL_c \sin \theta)^2} > 0.01 \quad (\text{IV.21})$$

Le domaine de validité décroît lorsque l'angle d'incidence augmente.

IV.3.1.3 Paramètres polarimétriques

Les différents paramètres polarimétriques utilisés dans ce chapitre et largement développés dans le chapitre I sont :

- L'**ERD**, défini à partir des valeurs propres de symétrie de réflexion comme la différence relative des valeurs propres [Allain 2003].
- Le **coefficient de corrélation** ρ_{RRL} , défini par [Mattia 1997] suivant $\rho_{\text{RRL}} = -\rho_{\text{LLL}_\perp\text{L}_\perp}$ où $\rho_{\text{LLL}_\perp\text{L}_\perp}$ est défini dans le chapitre I et utilisé pour l'inversion de paramètres de surface [Schuler2002].
- L'**Anisotropie** **A**, caractérisant l'importance relative des phénomènes secondaires : $A = (\lambda_2 - \lambda_3) / (\lambda_2 + \lambda_3)$.
- $\bar{\alpha}$, l'indicateur du type de mécanisme de rétrodiffusion.
- L'**entropie** **H**, indiquant le caractère aléatoire du phénomène de rétrodiffusion : $H = -\sum_{i=1}^3 p_i \log_3(p_i)$ et $0 < H < 1$.
- α_1 , correspondant à l'angle α associé au premier vecteur propre.

IV.3.2 Sensibilité des descripteurs polarimétriques aux paramètres de surface

Le comportement des indicateurs polarimétriques en fonction des paramètres de surface est étudié pour une fréquence d'émission fixée à 1.25 GHz et un angle d'incidence égal à 40°. Le spectre de surface est supposé de forme gaussienne

IV.3.2.1 Longueur de corrélation constante

La première partie de cette étude est réalisée pour une longueur de corrélation constante de 30 cm. L'écart type des hauteurs varie entre $\sigma = 1$ mm et $\sigma = 10$ cm ce qui correspond respectivement à $k\sigma = 0.0262$ et $k\sigma = 2.618$. Les différentes valeurs de constante diélectrique sont comprises dans l'intervalle $\epsilon = [5, 10, 15, 25, 35]$.

Les différents paramètres polarimétriques calculés avec le modèle de diffusion développé dans la partie précédente sont représentés en fonction de $k\sigma$ sur les figures IV.5, IV.6 et IV.7.

– ρ_{RRLL} , ERD et Anisotropie

Ces trois paramètres polarimétriques sont représentés sur la figure IV.5 en fonction de $k\sigma$.

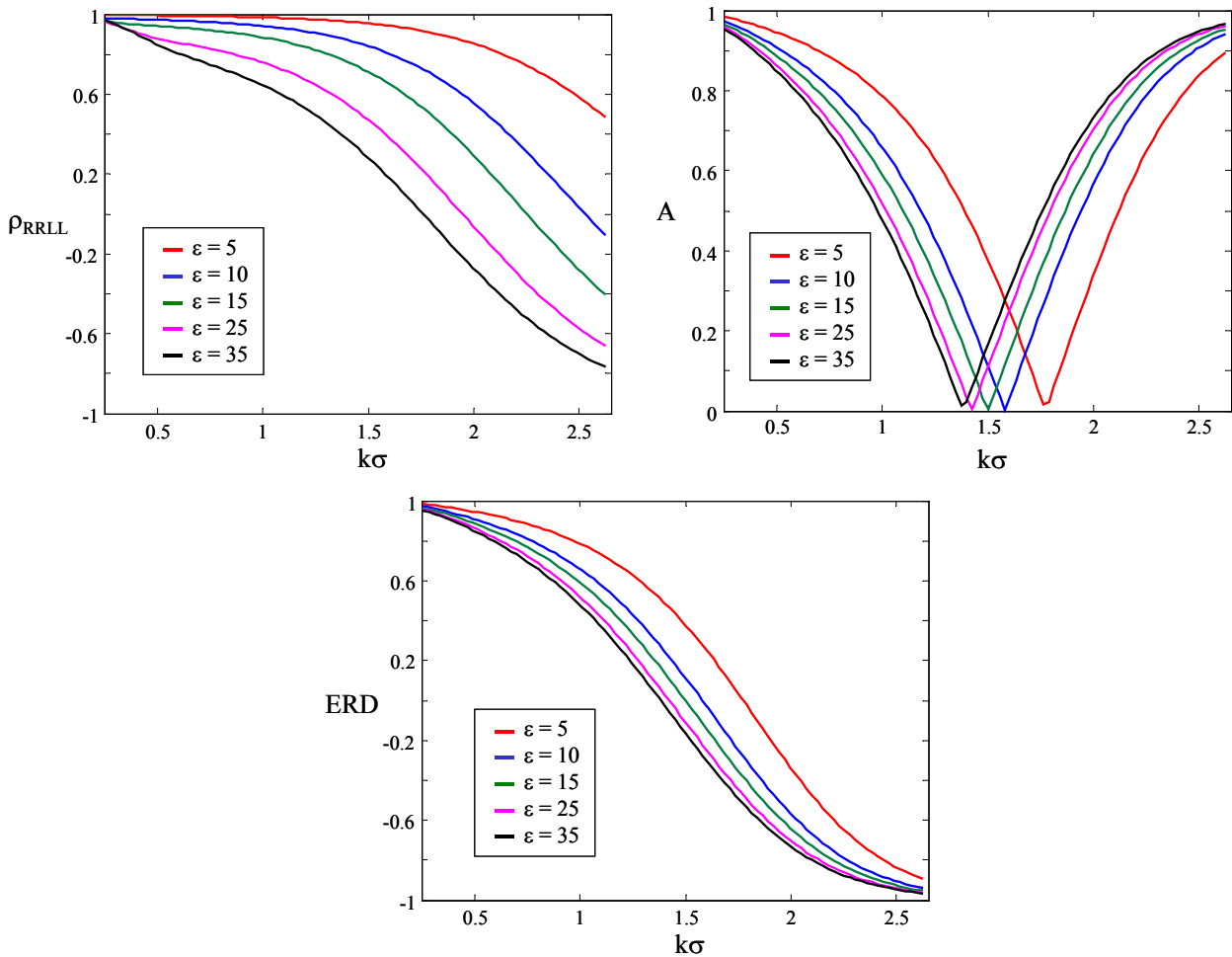


Figure IV.5 Variations de ERD, de ρ_{RRLL} et de l'anisotropie en fonction de $k\sigma$ pour différentes valeurs de ϵ

Les courbes de l'anisotropie en fonction de $k\sigma$, représentées en haut à droite sur la figure IV.5 pour différentes constantes diélectriques, montrent une absence de bijection entre A et $k\sigma$, ce qui indique que l'anisotropie ne peut pas être utilisée pour l'inversion de l'écart-type des hauteurs sur l'intervalle considéré.

Les paramètres, ρ_{RRL} et ERD sont strictement monotones avec $k\sigma$. L'ERD présente cependant une sensibilité moindre à la valeur de la constante diélectrique et est mieux adapté que ρ_{RRL} pour l'inversion de $k\sigma$.

– Entropie

Sur la figure IV.6, est représentée l'entropie en fonction de $k\sigma$.

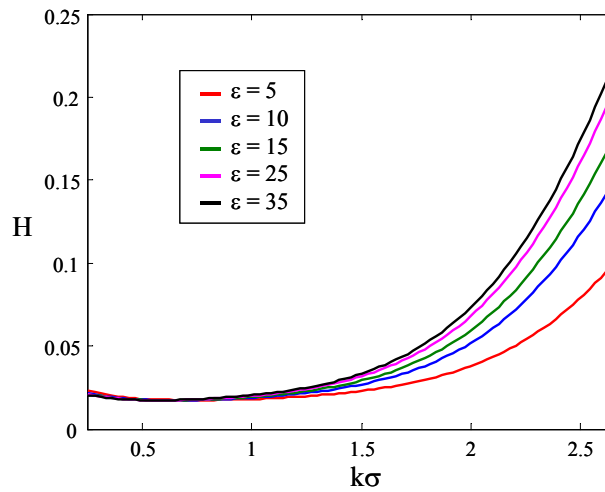


Figure IV.6 Variations de l'entropie en fonction de $k\sigma$ pour différentes constantes diélectriques

Lorsque $k\sigma$ est faible, l'entropie est quasi-indépendante de l'écart-type des hauteurs et de la constante diélectrique du sol. Elle augmente en fonction de ces variables pour de plus grandes valeurs de $k\sigma$. L'entropie peut être utilisée pour l'inversion des paramètres de surface mais elle nécessite l'utilisation d'un autre descripteur polarimétrique.

– α_1 et $\bar{\alpha}$

Ces deux descripteurs sont tracés en fonction de $k\sigma$ sur la figure IV.7.

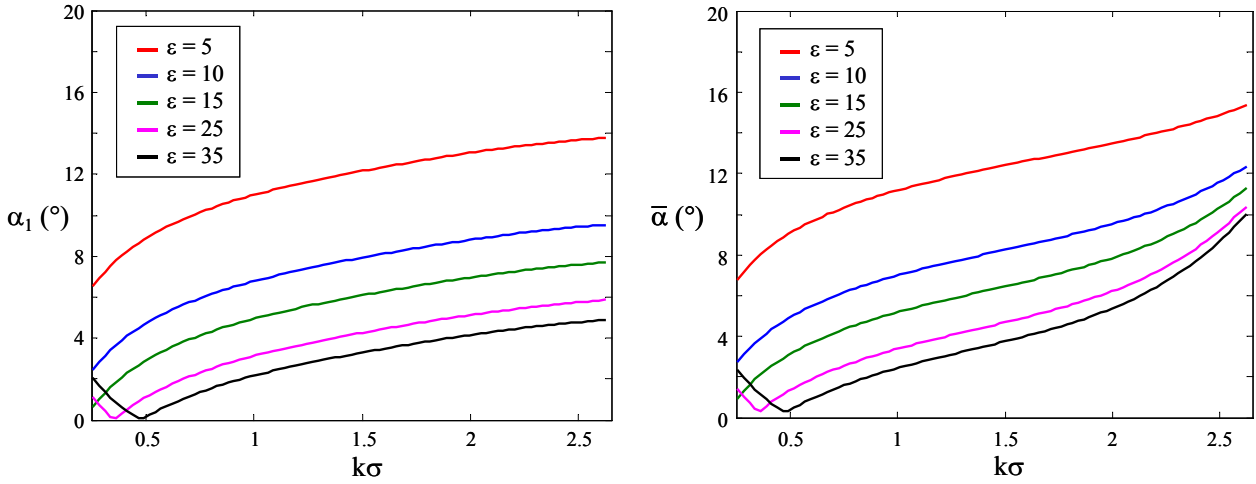


Figure IV.7 Variations des angles α_1 et $\bar{\alpha}$ en fonction de $k\sigma$ pour différentes constantes diélectriques

Pour des valeurs de $k\sigma$ supérieures à 0.5, les paramètres α_1 et $\bar{\alpha}$ diminuent de manière significative lorsque la constante diélectrique augmente. Par contre, le comportement s'inverse pour de petites valeurs de $k\sigma$ et devient conforme à celui observé avec le modèle X-Bragg pour lequel $\bar{\alpha}$ augmente avec la constante diélectrique. Cette limitation peut être contournée par l'utilisation jointe d'un des paramètres avec l'entropie, H. Contrairement au cas de $\bar{\alpha}$, les courbes décrites par α_1 en fonction de $k\sigma$ sont parallèles pour des constantes diélectriques différentes.

En reprenant le raisonnement du modèle X-Bragg, il est pertinent d'étudier les graphes obtenus lorsque les paramètres polarimétriques sont représentés les uns en fonction des autres pour des valeurs de $k\sigma$ et ϵ variables comme sur la figure IV.8.

Le plan H/ERD est très intéressant car pour une longueur de corrélation fixée, les courbes définies pour chaque constante diélectrique sont confondues. La dépendance en ϵ est donc nulle dans ce plan.

Le plan H/ $\bar{\alpha}$ est celui utilisé dans le modèle de Cloude/Hajnsek mais la forme des courbes est sensiblement différentes car les valeurs de rugosité utilisées sont beaucoup plus importantes.

Dans le plan ERD/ $\bar{\alpha}$, les différentes courbes se croisent à leurs deux extrémités. Par contre, dans le plan ERD/ α_1 , les courbes sont colinéaires et il est alors possible de retrouver la valeur de la constante diélectrique lorsque $k\sigma$ est supérieur à 0.5.

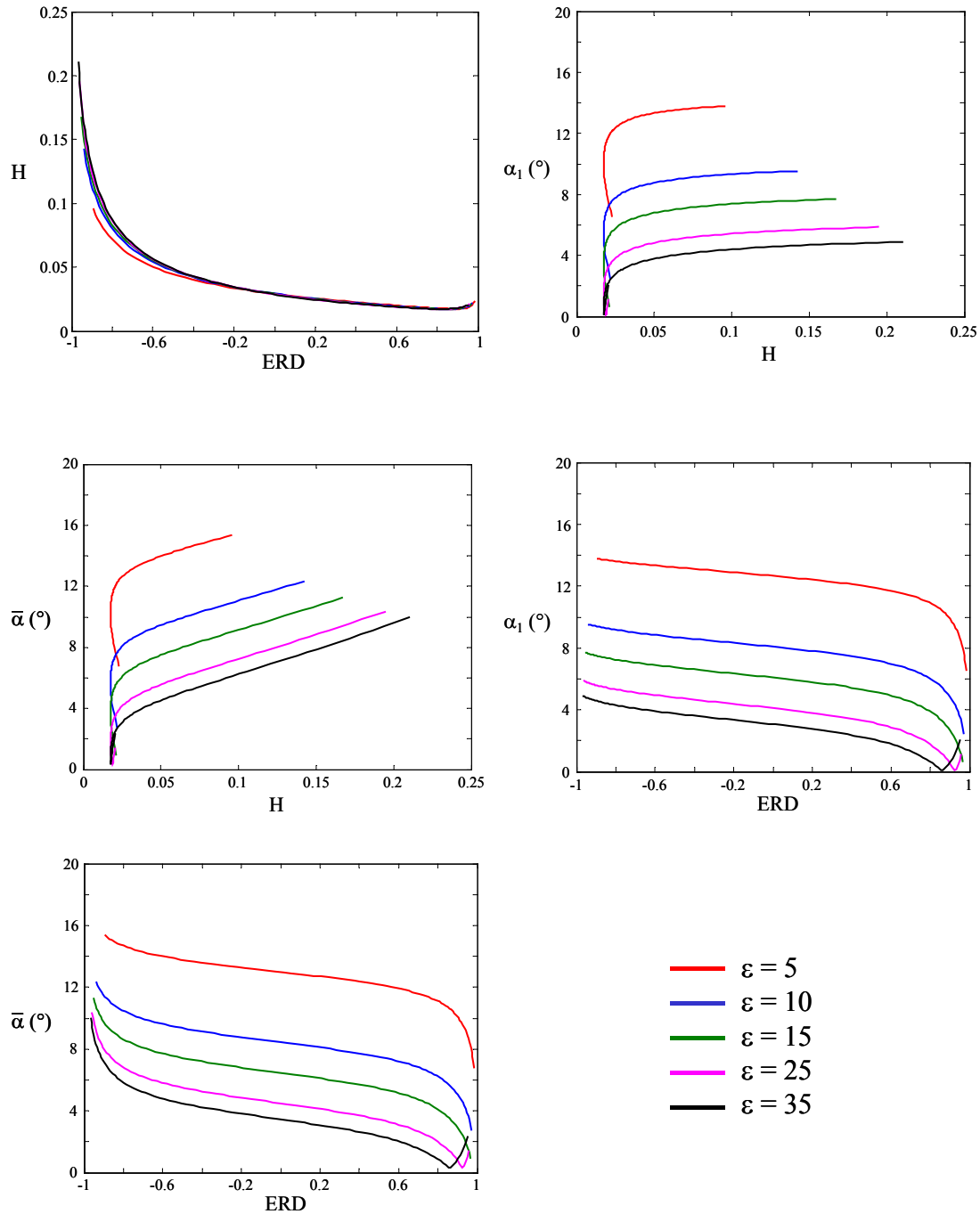


Figure IV.8 Plan des différents paramètres polarimétriques pour différentes constantes diélectriques

IV.3.2.2 Longueur de corrélation variable

Dans les problèmes d'extraction des paramètres physiques, aucune information a priori n'est disponible sur les paramètres de surface (mis à part la présence de végétation), la longueur de corrélation n'est donc pas connue. L'étape suivante consiste donc à faire varier la longueur de corrélation, en plus de l'écart type des hauteurs et de la constante diélectrique.

Les différents paramètres polarimétriques sont représentés en fonction de $k\sigma$. La fréquence est toujours fixée à 1.25 GHz et l'angle d'incidence à 40° . L'écart type des hauteurs varie entre $\sigma = 1$ mm et $\sigma = 10$ cm ce qui correspond respectivement à $k\sigma = 0.0262$ et $k\sigma = 2.618$. Les différentes valeurs de constante diélectrique sont $\varepsilon = [5, 15, 25]$ et la longueur de corrélation prend des valeurs comprises dans la gamme $L_c = [15 \text{ cm}, 25 \text{ cm}, 35 \text{ cm}, 45 \text{ cm}]$ ce qui correspond aux valeurs de kL_c suivantes : $kL_c = [3.93, 6.55, 9.16, 11.78]$.

– ρ_{RRLL} , ERD et Anisotropie

Les paramètres ρ_{RRLL} , ERD et anisotropie sont tracés sur la figure IV.9 en fonction de $k\sigma$ pour différentes valeurs de ε et de kL_c .

En observant le comportement de l'anisotropie, il apparaît évident que ce paramètre ne peut pas être utilisé dans les procédures d'inversion, pour le domaine de rugosité considéré.

Par contre, les paramètres ρ_{RRLL} et ERD sont strictement décroissants avec $k\sigma$. Comme dans le cas précédent, l'ERD présente une sensibilité moindre à la constante diélectrique et à la longueur de corrélation que ρ_{RRLL} et est alors mieux adapté pour l'inversion de $k\sigma$.

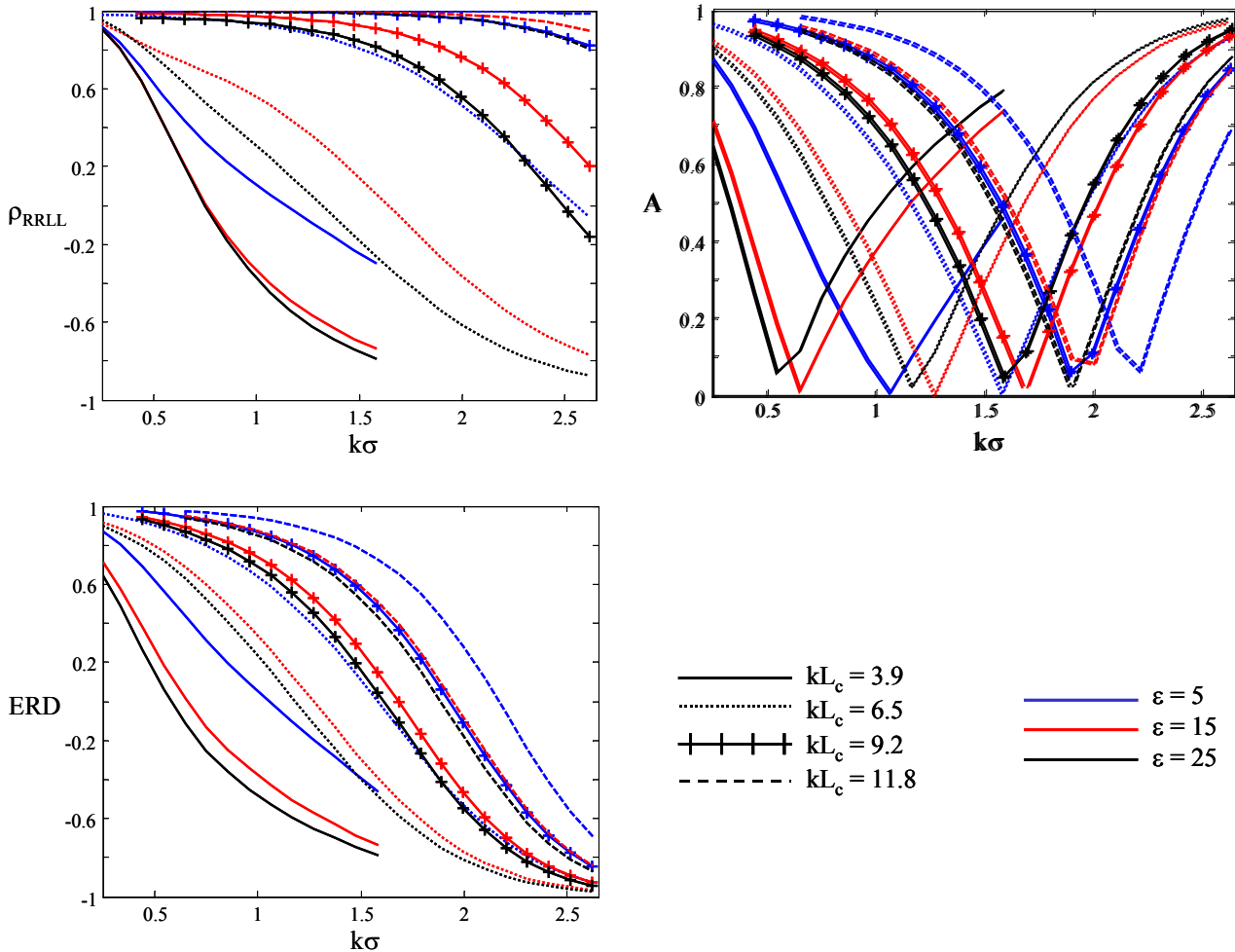


Figure IV.9 Variations de ERD, de ρ_{RRLL} et de l'anisotropie en fonction de $k\sigma$ pour différentes constantes diélectriques et longueurs de corrélation

– Entropie

L'entropie est représentée sur la figure suivante pour différentes valeurs de kL_c . Elle augmente avec l'écart-type des hauteurs et la constante diélectrique et diminue lorsque kL_c augmente. En outre, elle devient quasi-indépendante des paramètres de surface et tend vers 0 pour des valeurs caractéristiques d'une surface peu rugueuse ($k\sigma$ faible et kL_c fort).

Il est important de remarquer que l'entropie est beaucoup plus sensible à des variations de kL_c et de $k\sigma$ qu'à des variations de constante diélectrique. De plus, il est possible de distinguer différents groupes de courbes, chacun correspondant à une seule valeur de longueur de corrélation. Il en résulte que ce paramètre est un bon descripteur de rugosité.

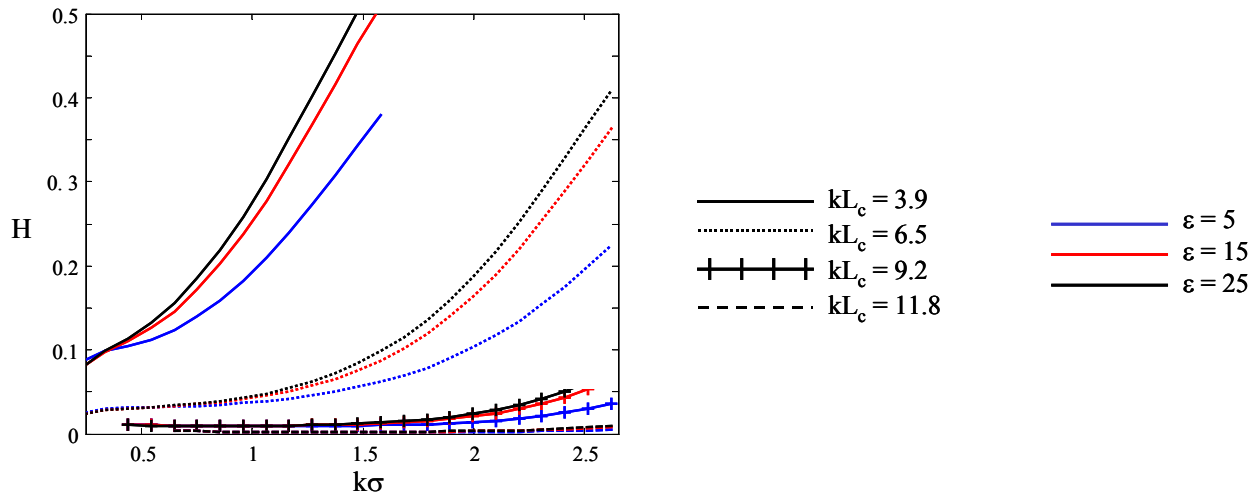


Figure IV.10 Variations de l'entropie en fonction de $k\sigma$ pour différentes constantes diélectriques et longueurs de corrélation

– α_1 et $\bar{\alpha}$

Les angles α_1 et $\bar{\alpha}$ sont tracés en fonction de $k\sigma$ sur la figure IV.11.

Les courbes obtenues dans le plan $k\sigma/\bar{\alpha}$ se croisent en plusieurs points. En effet, l'angle $\bar{\alpha}$ ne présente de comportement monotone ni avec la longueur de corrélation, ni avec l'écart-type des hauteurs, ni avec la constante diélectrique. Il n'est donc pas possible d'établir de relations directes entre ce paramètre et les paramètres physiques du sol.

Par contre, les différentes courbes du plan $k\sigma/\alpha_1$ présentent un comportement global plus pertinent pour l'extraction des paramètres physiques de surface. En effet, elles peuvent être séparées en deux parties associées à deux comportements différents de α_1 . La coupure correspond à l'abscisse où α_1 devient nul. Dans la partie gauche de ces courbes, α_1 augmente avec la constante diélectrique contrairement à la partie de droite. Cette ambiguïté peut être levée en utilisant des représentations dans l'espace $H/\alpha_1/ERD$ au sein duquel les courbes sont distinctes.

Une seconde observation très importante montre que pour chaque valeur de constante diélectrique, α_1 tend vers une valeur constante pour les surfaces très rugueuses. Dès lors, il sera préférable d'utiliser le paramètre α_1 pour caractériser la constante diélectrique.

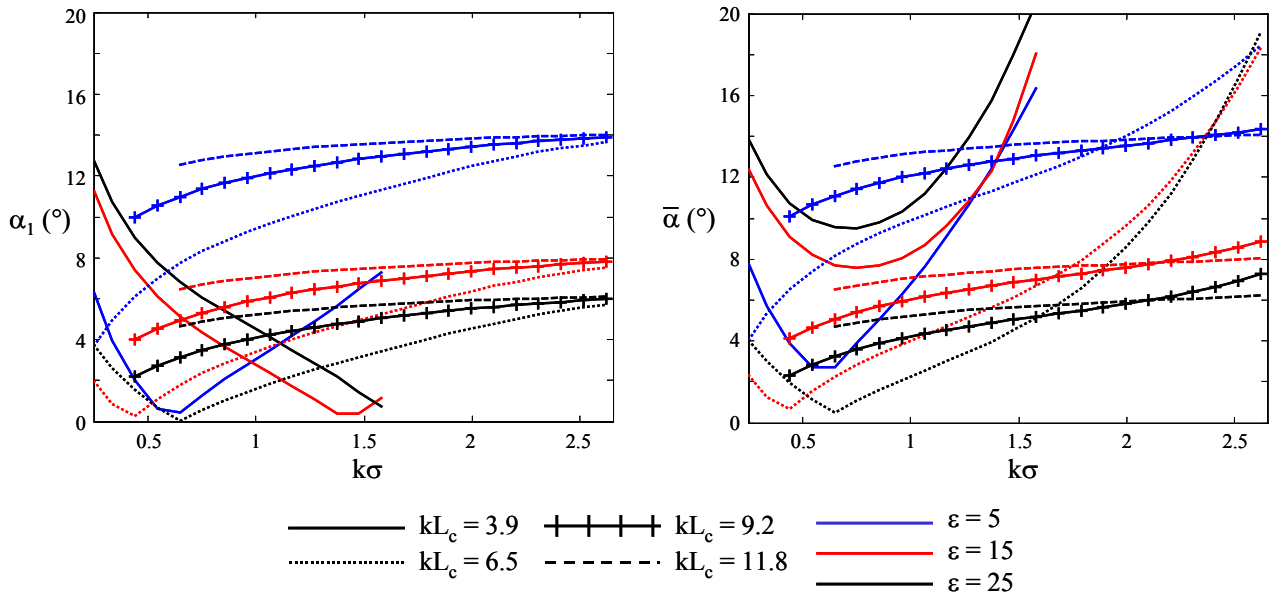


Figure IV.11 Variations des angles α_1 et $\bar{\alpha}$ en fonction de $k\sigma$ pour différentes constantes diélectriques et longueurs de corrélation

Ces différentes étapes nous permettent de conclure que plus le nombre des paramètres variables augmente, plus il devient difficile de relier les descripteurs polarimétriques aux caractéristiques de la surface.

IV.3.3 Approche d'inversion mono-fréquentielle

Trois paramètres, ERD, H et α_1 se sont relevés particulièrement pertinents pour la caractérisation des divers types de surface naturelle et seront utilisés pour l'algorithme d'extraction des paramètres bio et géophysiques de surface.

L'algorithme d'inversion est divisé en deux étapes. Tout d'abord, les valeurs de l'entropie et de ERD sont utilisées afin de réduire de façon considérable le nombre de couples $(k\sigma, kL_c)$ possibles.

Ensuite, les paramètres physiques de la surface sont estimés au moyen d'un algorithme itératif visant à minimiser une fonction d'erreur, ξ , qui dépend de l'erreur quadratique entre les paramètres H/ α_1 /ERD simulés et mesurés.

Dans le cas d'un système mono-fréquentiel, la bande la plus adaptée pour l'extraction des paramètres de surface est la bande L du fait de sa grande sensibilité à la fois à l'humidité et à la rugosité [Paloscia 1997]

IV.4 CARACTERISATION POLARIMETRIQUE D'UN SOL - MULTI-FREQUENCES

Jusqu'ici, l'analyse du comportement polarimétrique s'effectue à fréquence constante. Trois descripteurs polarimétriques $H/\alpha_1/ERD$ se sont relevés pertinents pour l'analyse des propriétés d'une surface naturelle.

Dans cette partie, l'analyse est étendue au cas multi-fréquentiel utilisant le fait que la surface répond différemment à des ondes émises à des fréquences distinctes. La fréquence est un paramètre dont dépend fortement la sensibilité du SAR à la rugosité de surface.

L'influence de la fréquence sur les paramètres polarimétriques obtenus à partir du modèle de diffusion est étudiée. Et enfin, les relations entre les paramètres polarimétriques et les paramètres de surfaces obtenues permettent de développer deux algorithmes d'inversion bi-fréquentiels.

IV.4.1.1 Comportement particulier de α_1 en HF

En reprenant les commentaires de la figure IV.11, une expression analytique de α_1 basée sur l'IEM est développée en HF.

Le paramètre α_1 est tracé en fonction de la fréquence sur la figure IV.12 pour un angle d'incidence de 40° et un spectre de surface de forme gaussienne.

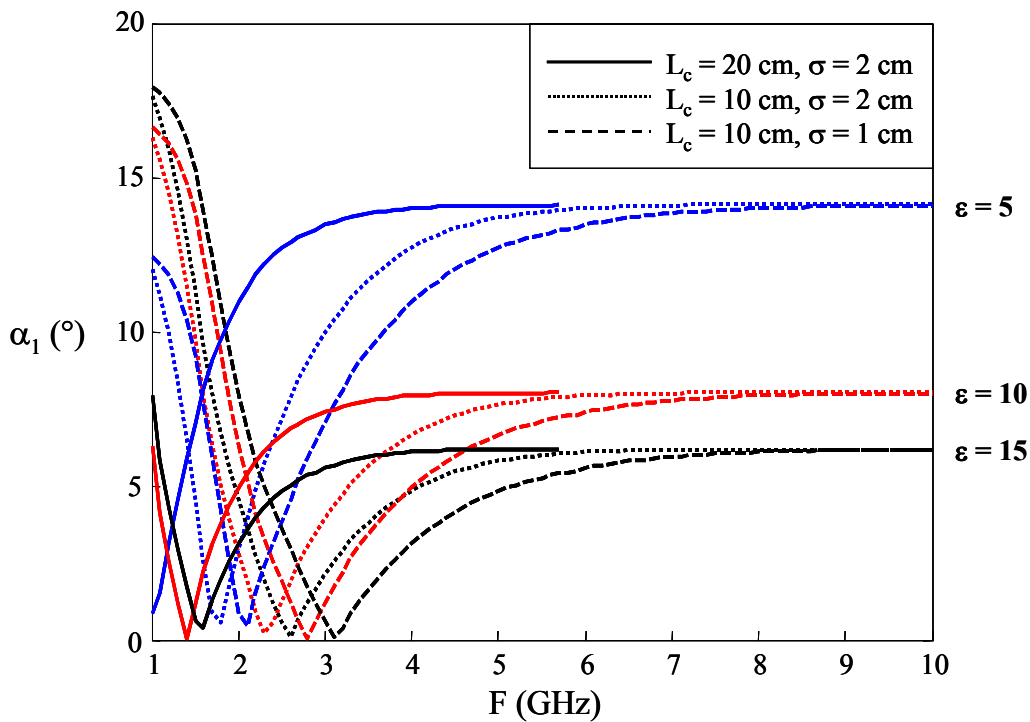


Figure IV.12 Comportement de α_1 en fonction de la fréquence

Sur cette figure, la valeur de α_1 est constante à partir de 8 GHz. En utilisant les expressions des coefficients de rétrodiffusion donnés par l'IEM, le paramètre α_1 peut être calculé en HF en fonction

de ε et de θ .

La forme générale d'un vecteur propre s'écrit :

$$\mathbf{v}_1 = \begin{bmatrix} \cos(\alpha_1) \\ \sin(\alpha_1) \cos(\beta_1) e^{j\delta_1} \\ \sin(\alpha_1) \sin(\beta_1) e^{j\gamma_1} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.22})$$

α_1 est calculé à partir de (IV.22) :

$$\alpha_1 = \arccos(|v_1(1)|) \quad \text{ou} \quad \alpha_1 = \arctan \left(\frac{\sqrt{|v_1(2)|^2 + |v_1(3)|^2}}{|v_1(1)|} \right) \quad (\text{IV.23})$$

L'expression analytique du premier vecteur propre de la matrice de cohérence dans le cas la symétrie de réflexion est donnée par :

$$\mathbf{v}_{1\text{SR}} = \frac{1}{\sqrt{2((\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}} + \sqrt{\Delta})^2 + 4|\rho|^2)}} \begin{bmatrix} 2\sigma_{\text{hhvv}} + (\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}} + \sqrt{\Delta}) \\ 2\sigma_{\text{hhvv}} - (\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}} + \sqrt{\Delta}) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.24})$$

$$\text{avec } \Delta = (\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}})^2 + 4|\sigma_{\text{hhvv}}|^2 \quad (\text{IV.25})$$

En utilisant les équations (IV.23) et (IV.24), l'expression suivante de α_1 est trouvée :

$$\alpha_1 = \arctan \left(\frac{2\sigma_{\text{hhvv}} - (\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}} + \sqrt{(\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}})^2 + 4|\sigma_{\text{hhvv}}|^2}}{2\sigma_{\text{hhvv}} + (\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}} + \sqrt{(\sigma_{\text{vvvv}} - \sigma_{\text{hhhh}})^2 + 4|\sigma_{\text{hhvv}}|^2}} \right) \quad (\text{IV.26})$$

Reprenons l'expression des coefficients de rétrodiffusion dans le cas de l'IEM :

$$\sigma_{\text{ppqq}}^s = \frac{k^2}{4\pi} \exp(-2k_z^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^{2n} I_{\text{pp}}^n I_{\text{qq}}^{n*} \frac{S^n(-2k_x, 0)}{n!} \quad (\text{IV.27})$$

avec

$$I_{\text{pp}}^n = (2k_z)^2 f_{\text{pp}} \exp(-\sigma^2 k_z^2) + \frac{k_z^n (F_{\text{pp}}(-k_x, 0) + F_{\text{pp}}(k_x, 0))}{2} \quad (\text{IV.28})$$

et

$$F_{\text{vv}}(-k_x, 0) + F_{\text{vv}}(k_x, 0) = \frac{2 \sin^2 \theta (1 + R_{//})^2}{\cos \theta} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} + \frac{\varepsilon - \sin^2 \theta - \varepsilon \cos^2 \theta}{\varepsilon \cos^2 \theta} \right) \quad (\text{IV.29})$$

$$F_{\text{hh}}(-k_x, 0) + F_{\text{hh}}(k_x, 0) = -\frac{2 \sin^2 \theta (1 + R_{\perp})^2}{\cos^3 \theta} (\varepsilon - 1)$$

Le spectre de la surface est supposé gaussien, il s'écrit donc comme :

$$S_G^n(-2k_x, 0) = \frac{L_c^2}{2n} \exp\left(-\frac{(kL_c)^2 \sin^2 \theta}{n}\right) \quad (IV.30)$$

Tous les coefficients de rétrodiffusion sont facteurs d'un terme indépendant de la polarisation : $\frac{(kL_c)^2}{4} \exp(-2k\sigma^2 \cos^2 \theta)$.

Lorsque n est assez grand, le terme complémentaire de I_{pp} sera négligeable devant le terme de Kirchhoff ce qui se traduit par : $(k_z^n (F_{pp}(-k_x, 0) + F_{pp}(k_x, 0))) / 2 \ll (2k_z)^2 f_{pp} \exp(-\sigma^2 k_z^2)$.

L'expression de l'angle α_1 peut alors être simplifiée. Le terme $\exp(-2k\sigma^2 \cos^2 \theta)$ devient facteur de $f_{pp} f_{qq}^*$.

$$\sigma_{ppqq}^s = \frac{kL_c^2}{4\pi} \exp(-2k\sigma^2 \cos^2 \theta) f_{pp} f_{qq}^* \exp(-2k\sigma^2 \cos^2 \theta) \sum_{n=1}^{\infty} 2^{2n} \frac{k\sigma^{2n} \cos^{2n} \theta}{n!n} \exp\left(-\frac{(kL_c \sin^2 \theta)^2}{n}\right) \quad (IV.31)$$

En reprenant l'équation (IV.26), le terme de somme de (IV.31) s'élimine dans le rapport des coefficients de rétrodiffusion car il est le même pour chaque polarisation.

$$\lim_{f \rightarrow HF} \alpha_1 = \arctan \left(\frac{2f_{hh} f_{vv}^* - \left(|f_{vv}|^2 - |f_{hh}|^2 + \sqrt{(|f_{vv}|^2 - |f_{hh}|^2)^2 + 4|f_{hh} f_{vv}^*|^2} \right)}{2f_{hh} f_{vv}^* + \left(|f_{vv}|^2 - |f_{hh}|^2 + \sqrt{(|f_{vv}|^2 - |f_{hh}|^2)^2 + 4|f_{hh} f_{vv}^*|^2} \right)} \right) \quad (IV.32)$$

Dans cette expression, α_1 est indépendant de la rugosité en hautes fréquences. Il est important pour pouvoir faire cette approximation d'avoir un terme de rugosité $k\sigma$ assez élevé.

Dans le cas de larges pentes, le modèle de l'IEM donne les expressions des coefficients de rétrodiffusion copolarisés suivants :

$$\sigma_{ppqq}^s(L) = \frac{k^2 f_{pp} f_{qq}^*}{8k_z^2 \sigma^2 [\rho_{Nxx}(0) |\rho_{Nyy}(0)| - \rho_{Nxy}^2(0)]^{1/2}} \exp\left(-\frac{|\rho_{Nyy}(0)| k_x^2}{2k_z^2 \sigma^2 [\rho_{Nxx}(0) |\rho_{Nyy}(0)| - \rho_{Nxy}^2(0)]}\right) \quad (IV.33)$$

Dans le cas d'une fonction d'autocorrélation gaussienne :

$$\rho_{Nxx}(0) = \rho_{Nyy}(0) = -\frac{2}{L_c} \quad \text{et} \quad \rho_{Nxy}(0) = 0 \quad (IV.34)$$

Le coefficient de rétrodiffusion se simplifie et s'écrit alors :

$$\sigma_{Gqpp}^s = \frac{(kL_c)^2 f_{pp} f_{qq}^*}{16(k\sigma)^2 \cos^2 \theta} \exp\left(-\frac{(kL_c)^2 \sin^2 \theta}{4(k\sigma)^2 \cos^2 \theta}\right) \quad (IV.35)$$

En reprenant l'expression (IV.26) de α_1 , on retrouve le même résultat que dans le cas des petites et moyennes pentes car le terme $\frac{(kL_c)^2}{16(k\sigma)^2 \cos^2 \theta} \exp\left(-\frac{(kL_c)^2 \sin^2 \theta}{4(k\sigma)^2 \cos^2 \theta}\right)$ se met en facteur de tous les coefficients de rétrodiffusion.

Sur la figure IV.13, le paramètre α_1 obtenu à partir de (IV.32) est tracé en fonction de la constante diélectrique pour différents angles d'incidence.

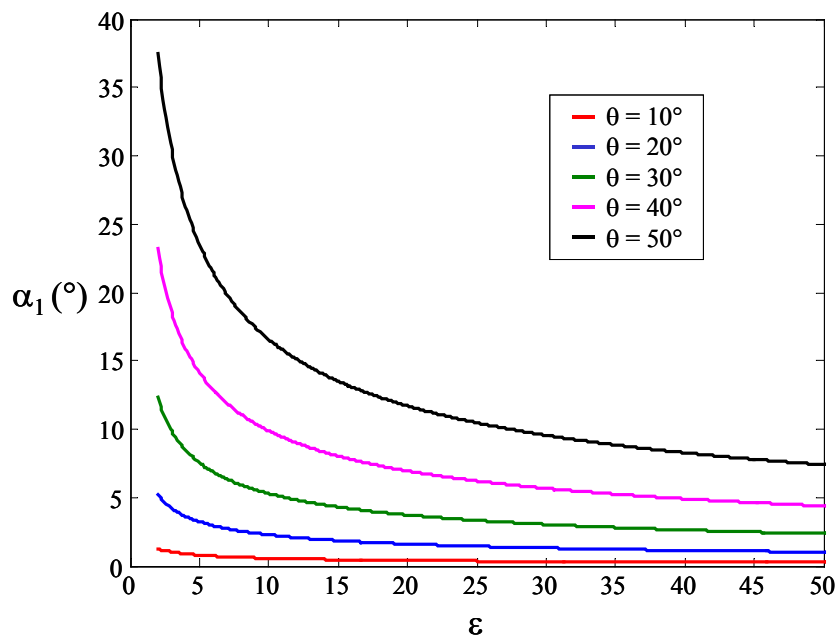


Figure IV.13 Comportement de α_1 en hautes fréquences

En hautes fréquences, α_1 permet de déterminer directement la constante diélectrique car elle tend vers une constante quelles que soient les valeurs prises par kL_c et $k\sigma$ pour un angle d'incidence fixe.

IV.4.2 Schémas d'inversion multi-fréquentiels

L'utilisation de données acquises à plusieurs fréquences permet d'accroître la quantité d'information disponible lors de l'estimation des paramètres de surface. De plus, une approche multi-fréquentielle permet de réduire les risques d'estimations des paramètres de surface ambiguës ou mal conditionnées.

IV.4.2.1 Utilité des fréquences

Les différentes bandes de fréquences micro-ondes utilisées pour la télédétection à l'aide de l'imagerie SAR sont résumées sur la figure IV.14.

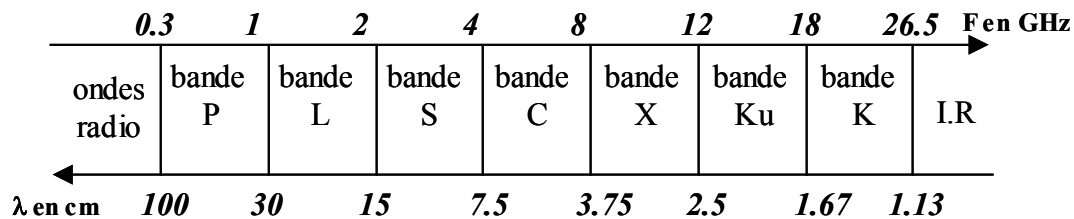


Figure IV.14 Bandes de fréquence

Nous invitons le lecteur à consulter les références suivantes qui traitent de l'utilité des bandes de fréquences en télédétection : [Fung 1992][Rao 1993][Oh 1993] [Borgeaud 1994] [Narayanan 1994][Ulaby 1998][Ferro-Famil 2000][Allain 2002][Li 2002].

– Pour l'inversion de rugosité :

Les bandes de fréquences sensibles à la rugosité sont les bandes allant de L à C pour les surfaces rugueuses à très rugueuses et les bandes L à X pour les surfaces plus faiblement rugueuses.

– Pour l'inversion du taux d'humidité ou de la constante diélectrique :

Toutes les bandes de fréquences peuvent être utilisées (bande L aux bandes K). On peut aussi considérer que pour une fréquence supérieure à 10 GHz, la sensibilité de la rétrodiffusion du sol à la rugosité (définie par $k\sigma$ et kL_c) diminue de façon importante et la réponse ne dépend alors que du taux d'humidité.

Il est ainsi intéressant d'utiliser une fréquence de valeur élevée pour extraire le taux d'humidité à partir de données SAR. Cependant, des problèmes peuvent venir du niveau de bruit des données qui peut être proche des valeurs des coefficients de rétrodiffusion.

La constante diélectrique peut aussi être retrouvée à des fréquences plus basses pour lesquelles la rétrodiffusion dépend aussi de la rugosité. L'inversion est alors plus complexe.

IV.4.2.2 Deux basses fréquences

Une première méthode d'inversion consiste à utiliser deux "basses" fréquences qui sont sensibles à la fois à la rugosité et à l'humidité du sol. Ces deux fréquences sont choisies parmi la bande P, la bande L, la bande S et la bande C. De manière similaire au cas mono-fréquentiel, une fonction d'erreur est construite à partir des termes d'erreurs quadratiques estimés pour les deux bandes de fréquence. Un algorithme d'optimisation est alors utilisé afin de minimiser cette fonction de façon jointe pour les deux jeux de paramètres polarimétriques [Allain 2003].

L'avantage de la fréquence la plus basse réside dans la sensibilité de ERD à la rugosité. La gamme de $k\sigma$ et de kL_c possibles est restreinte par l'observation simultanée de ERD et de l'entropie. Ensuite, comme dans le cas mono fréquentiel, les paramètres H/α_1 /ERD sont utilisés pour l'extraction finale des paramètres de surface. L'avantage de la plus haute des deux fréquences est d'avoir une pente plus forte de ERD et donc de réduire la gamme de $k\sigma$ possibles.

Le synoptique de cet algorithme d'inversion est représenté sur la figure IV.15.

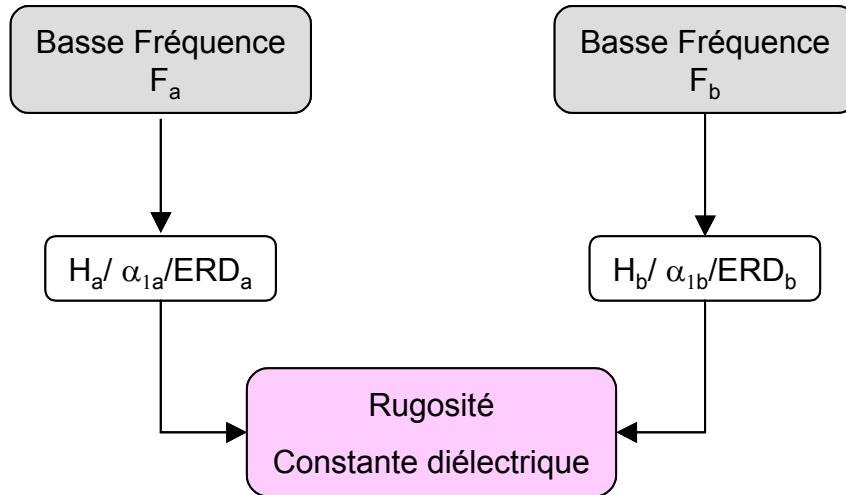


Figure IV.15 Synoptique de la méthode d'inversion deux BF

IV.4.2.3 Une haute et une basse fréquence

Pour des données acquises à une fréquence supérieure à 15 GHz, il est possible d'utiliser directement l'angle α_1 pour extraire la constante diélectrique. La limite de 15 GHz est arbitraire, cette fréquence peut être inférieure pour des surfaces très rugueuses.

Connaissant la valeur de la constante diélectrique, il est alors facile d'utiliser l'algorithme d'inversion mono-fréquentiel pour retrouver les paramètres de rugosité. Mais dans ce cas, la constante diélectrique est une information connue à priori et l'algorithme devient alors beaucoup plus rapide.

La méthode d'inversion ainsi proposée [Allain 2003] est résumée sur le schéma IV.16.

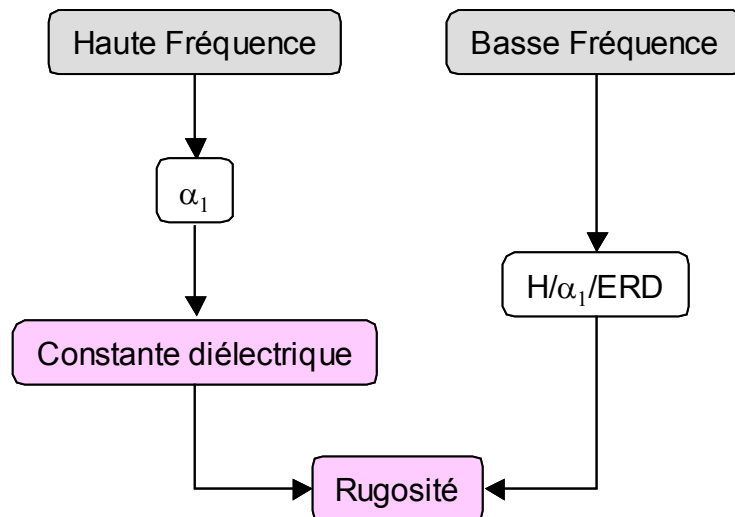


Figure IV.16 Synoptique de la méthode d'inversion une BF et une HF

IV.5 APPLICATION DU MODELE SUR DES DONNEES SAR

IV.5.1 Données SAR acquises au JRC

Pour valider les algorithmes d'inversion développés dans ce chapitre, il est nécessaire de disposer de données à plusieurs fréquences. Ces données SAR polarimétriques, présentées dans le troisième chapitre, ont été mesurées pour une résolution de 24 cm et un angle d'incidence de 40° aux fréquences suivantes : 3 GHz, 6 GHz, 10 GHz et 14 GHz.

Les valeurs de constante diélectrique mesurées sont exposées dans le tableau ci-dessous :

<i>Fréquence</i>	3 GHz	6 GHz	10 GHz	14 GHz
<i>Partie réelle de la constante diélectrique</i>	7.85	6.35	5.5	5.1
<i>Partie imaginaire de la constante diélectrique</i>	2.6	2.8	2.2	1.8

Tableau IV.1 Valeurs de la constante diélectrique pour les 4 fréquences d'acquisition

Les deux surfaces de spectre de forme gaussienne sont caractérisées par des paramètres de rugosité différents qui sont donnés dans le tableau suivant :

<i>Surface lisse</i>	$L_c = 6 \text{ cm}$	$\sigma = 0.4 \text{ cm}$
<i>Surface rugueuse</i>	$L_c = 6 \text{ cm}$	$\sigma = 2.5 \text{ cm}$

Tableau IV.2 Valeurs des longueurs de corrélation et des écarts-types des hauteurs pour les deux surfaces

En utilisant les valeurs de fréquence disponibles, les différentes valeurs prises par kL_c et par $k\sigma$ sont données dans le tableau suivant :

<i>Fréquence</i>	<i>Surface lisse</i>		<i>Surface rugueuse</i>	
	kL_c	$k\sigma$	kL_c	$k\sigma$
3 GHz	3.7699	1.5708	3.7699	0.2513
6 GHz	7.5398	3.1416	7.5398	0.5027
10 GHz	12.5664	5.2360	12.5664	0.8378
14 GHz	17.5929	7.3304	17.5929	1.1729

Tableau IV.3 Valeurs de kL_c et $k\sigma$ des deux surfaces

– Présentation de α_1

Le paramètre α_1 mesuré tend en haute fréquence vers une valeur constante conformément aux calculs présentés précédemment pour les trois surfaces. La surface mixte est présentée dans le chapitre III.

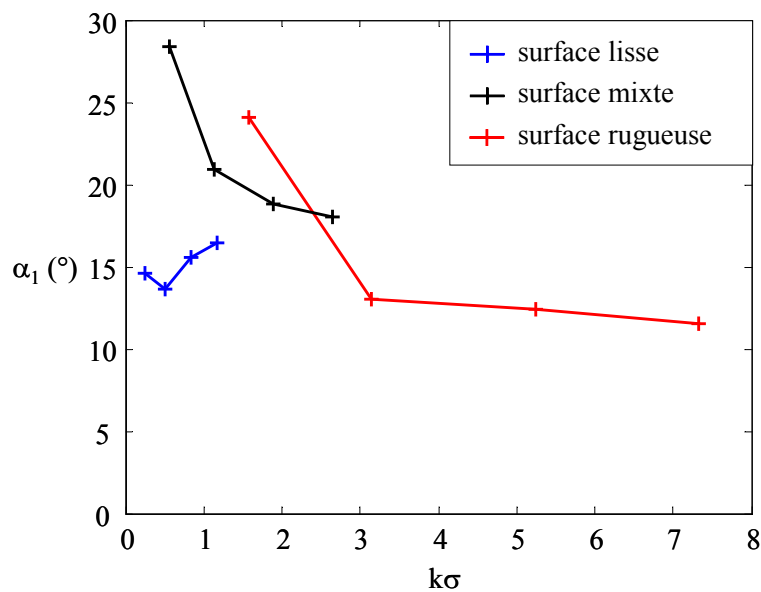


Figure IV.17 α_1 en fonction de $k\sigma$ pour les trois surfaces rugueuses

IV.5.2 Inversion par les modèles de Oh, de Dubois et par notre modèle

Dans un premier temps, une inversion des paramètres polarimétriques a été réalisée dans le cas mono-fréquentiel. Les résultats obtenus avec notre modèle $H/\alpha_1/ERD$ sont comparés à ceux obtenus avec les modèles de Oh et de Dubois.

IV.5.2.1 Surface lisse

Les résultats d'inversion sont synthétisés dans le tableau IV.4.

Modèle		3 GHz	6 GHz	10 GHz	14 GHz
Dubois	ϵ	33.6331	21.7967	27.9764	33.3024
	σ (cm)	1.3	0.69	0.67	0.59
Oh	ϵ	8.3615	5.5852	6.5722	8.1245
	σ (cm)	0.06	0.25	0.17	0.12
Modèle H/ α_1 /ERD	ϵ	18.2	2.6	5	
	σ (cm)	0.3	0.26	0.9	

Tableau IV.4 Résultats d'inversion sur la surface lisse avec les modèles de Oh et de Dubois et notre modèle

Les résultats obtenus par le modèle de Dubois surestiment totalement la constante diélectrique pour toutes les fréquences mais donnent une assez bonne estimée de l'écart-type des hauteurs. La constante diélectrique extraite à partir du modèle de Oh se rapproche de la valeur mesurée et cela quelle que soit la fréquence d'observation. L'écart-type des hauteurs est sous-estimé surtout à 3 GHz. Notre modèle en mono-fréquence retrouve des valeurs de rugosité proches de 0.4 cm correspondantes à celle mesurée. La constante diélectrique extraite est très variable selon la bande de fréquence utilisée. La meilleure estimée intervient à 10 GHz, ce qui peut s'expliquer par la baisse de sensibilité de la réponse radar à la rugosité.

IV.5.2.2 Surface rugueuse

Les résultats d'inversion sont synthétisés dans le tableau IV.5.

Modèle		3 GHz	6 GHz	10 GHz	14 GHz
Dubois	ϵ	42.3780	44.2319	46.7199	44.7840
	σ (cm)	30.87	36.64	21.4	17.7
Oh	ϵ	4.1305			
	σ (cm)	1.28			
Modèle H/ α_1 /ERD	ϵ	7.72	4.93	7.9	
	σ (cm)	3.5	2.5	1.5	

Tableau IV.5 Résultats d'inversion sur la surface rugueuse avec les modèles de Oh et Dubois

Les résultats obtenus par le modèle de Dubois surestiment la constante diélectrique et l'écart-type des hauteurs pour toutes les bandes de fréquences. Le modèle de Oh atteint ses limitations et ne converge plus pour les fréquences supérieures à 3GHz. Les valeurs de constante diélectrique extraites avec notre modèle sont proches de celles mesurées et l'écart-type des hauteurs est

parfaitement estimé pour 6 GHz. Pour 10 GHz, la réponse du radar devient insensible à la rugosité et il est alors difficile d'interpréter correctement les valeurs obtenues pour l'écart-type des hauteurs.

CONCLUSION : Les résultats obtenus avec le modèle de Dubois surestiment les valeurs de rugosité et d'humidité. Les valeurs de constante diélectrique obtenues avec le modèle de Oh sont très proches de la mesure terrain sur la surface lisse. Il est hors-domaine pour la surface rugueuse en haute fréquence. Les résultats acquis par notre modèle $H/\alpha_1/ERD$ permettent d'obtenir des valeurs de rugosité relativement correctes mais variant fortement avec la fréquence. Pour palier à ce problème, nous appliquons nos algorithmes bi-fréquentiels.

IV.5.3 Algorithme "deux basses fréquences" : bande S et bande C

Dans un premier temps, la méthode développée dans la partie précédente pour deux basses fréquences est appliquée sur la surface lisse pour les fréquences 3 GHz et 6 GHz. Les résultats d'inversion sont :

$F_{1BF} = 3 \text{ GHz}$ et $F_{2BF} = 6 \text{ GHz}$	
ϵ	8.5
$\sigma \text{ (cm)}$	0.37

En reprenant les mesures terrain et les résultats obtenus dans le cas mono-fréquentiel, l'utilisation de deux fréquences donne une bien meilleure estimée de la constante diélectrique et de l'écart-type des hauteurs. En effet, la constante diélectrique extraite est égale à 8.5, valeur proche de la valeur réelle de 7 tandis que dans le cas mono-fréquentiel elle fluctue entre 2.6 et 18.2. En effet, la constante diélectrique extraite est de 8.5, proche de la valeur réelle égale à 7, tandis que dans le cas mono-fréquentiel elle fluctue entre 2.6 et 18.2. De même, l'écart-type des hauteurs obtenu avec l'algorithme deux basses fréquences et égal à 0.37 cm est proche de la valeur terrain de 0.4 cm. Dans le cas mono-fréquentiel, les valeurs de σ extraites sont moins bonnes et comprises entre 0.26 et 0.9 cm.

IV.5.4 Algorithme "une haute et une basse fréquence" : bande S et bande X

Le deuxième algorithme d'inversion est appliqué sur les mesures acquises sur la surface rugueuse à 3 GHz et 10 GHz.

La première étape de l'algorithme, réalisée à partir de la valeur de α_1 à 10 GHz, permet d'extraire la constante diélectrique, la valeur trouvée est $\epsilon = 7.9$. Cette constante diélectrique est ensuite utilisée comme paramètre à priori connu en association avec les paramètres $H/\alpha_1/ERD$ associés à la fréquence 3 GHz pour l'extraction de l'écart-type des hauteurs. La valeur de la sortie de la dernière étape de l'algorithme correspond à une rugosité de $\sigma = 3.13 \text{ cm}$.

$F_{1BF} = 3 \text{ GHz}$ et $F_{2HF} = 10 \text{ GHz}$	
ϵ	7.9
$\sigma \text{ (cm)}$	3.13

L'utilisation de cet algorithme permet d'obtenir une meilleure estimation des paramètres de surface que les algorithmes d'inversion mono-fréquentiels.

IV.6 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'extraction des paramètres de surface à partir de données SAR polarimétriques et multi-fréquentielles.

Des modèles d'inversion existants et souvent utilisés sont exposés. Dans le but de développer un modèle d'inversion basé sur un modèle de diffusion théorique, il est nécessaire de choisir de manière pertinente le modèle de diffusion. Pour ce faire, des mesures acquises au JRC par un diffusiomètre sont analysées. Le modèle de diffusion le plus adapté à nos requêtes est le modèle de l'équation intégrale (IEM).

Une analyse du comportement des descripteurs polarimétriques, obtenus avec ce modèle, en fonction des caractéristiques du sol est menée. La première étape de cette analyse considère le cas mono-fréquentiel. De plus, pour simplifier l'interprétation des résultats, la longueur de corrélation est tout d'abord fixée et seuls la constante diélectrique et l'écart-type des hauteurs varient. Ensuite, les comportements de ces paramètres polarimétriques sont observés lorsque toutes les caractéristiques du sol (la constante diélectrique, la longueur de corrélation et l'écart-type des hauteurs) varient. De cette analyse, trois paramètres polarimétriques, l'ERD, l'entropie et α_1 , se sont révélés pertinents pour l'extraction des paramètres physiques de surface. De plus, une relation particulière est observée entre le paramètre α_1 et la constante diélectrique en hautes fréquences. Le calcul théorique, basé sur l'IEM, permet de trouver une relation linéaire entre ces deux paramètres.

Une troisième partie propose deux algorithmes d'inversion multi-fréquentiels. Le premier algorithme consiste à utiliser deux fréquences sensibles à la rugosité et à l'humidité. Il se base sur une méthode itérative qui consiste à éliminer les configurations de surface ne correspondant pas aux descripteurs polarimétriques mesurés. Le deuxième schéma d'inversion proposé est basé sur l'utilisation d'une basse fréquence et d'une haute fréquence. Cette dernière étant directement reliée au taux d'humidité.

Les différents algorithmes d'inversion sont validés sur les jeux de données SAR polarimétriques et multi-fréquentielles acquises au JRC en bande S, C, X et Ku. L'algorithme mono-fréquentiel $H/\alpha_1/ERD$ est tout d'abord appliqué pour chacune des 4 fréquences et les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus avec les modèles d'inversion de Dubois et de Oh. Une légère amélioration des résultats est observée, cependant, selon la fréquence d'observation, les paramètres extraits fluctuent considérablement. Ainsi, en utilisant les algorithmes bi-fréquentiels proposés, une nette amélioration des résultats d'inversion est constatée.

CHAPITRE V. MODELISATION DE L'INFLUENCE DE LA RESOLUTION SAR

V.1 INTRODUCTION

Les différents modèles de diffusion présentés dans le chapitre II calculent la réflectivité d'une surface rugueuse considérée comme infinie. Or, dans le cas de l'imagerie SAR, la surface observée par le radar est limitée par la dimension de la cellule de résolution, ce qui peut dans certains cas, entraîner des modifications des caractéristiques de diffusion.

Peu de travaux ont été menés jusqu'à ce jour sur ce sujet. Les deux principales études ont montré que la diffusion par une surface devient dépendante de la taille de la cellule de résolution lorsque cette dernière diminue [Nesti 1996] [Sarabandi 1995]. En particulier, Nesti & al ont observé que les statistiques du signal SAR rétrodiffusé par une surface rugueuse dépendent de la résolution spatiale du SAR lorsque celle-ci atteint des valeurs plus faibles que deux fois la longueur de corrélation de la surface. Le but de ce chapitre est de définir plus précisément l'influence de la résolution sur la réponse polarimétrique d'une surface rugueuse. Pour ce faire, un modèle de diffusion de surface tenant compte de la taille de la cellule de résolution est développé.

Pour modéliser de façon réaliste la réponse d'un sol observé par le SAR, la surface rugueuse est caractérisée, dans la première partie de chapitre, comme un processus aléatoire à deux échelles. La fréquence de coupure qui délimite les supports fréquentiels de la petite et de la grande échelle est fixée par la résolution spatiale du SAR. Le cas particulier de la surface gaussienne est traité.

Dans une deuxième partie, est présenté un modèle hybride de diffusion polarimétrique basé sur la représentation deux échelles de la surface. Les orientations des cellules de résolution calculées à partir de la surface grande échelle et la rugosité de surface liée à la petite échelle sont utilisées en entrée du modèle IEM qui calcule les coefficients de rétrodiffusion pour chaque cellule de résolution. Enfin, la réponse polarimétrique globale de la scène est obtenue par la moyenne sur la surface grande échelle des différents paramètres $H/\bar{\alpha}$, associés à chaque cellule de résolution. Ce modèle à deux échelles hybride est différent des modèles à deux échelles classiques souvent utilisés dans la littérature. Il ne considère pas l'aspect multi-échelles de la surface, mais tient compte de la taille de la résolution SAR en divisant le spectre de la surface en deux échelles.

Dans la dernière partie, les résultats obtenus avec le modèle hybride à deux échelles sont comparés avec les mesures SAR polarimétriques acquises en chambre anéchoïde au sein du Laboratoire de Signature Micro-onde Européen (EMSL) du Centre de Recherche Joint (JRC) à Ispra (Italie). Plusieurs valeurs de résolution, inférieures et supérieures à la longueur de corrélation, sont utilisées.

V.2 MODELISATION D'UNE SURFACE AVEC PRISE EN COMPTE DE LA RESOLUTION SAR

V.2.1 Surface observée par le radar

Comme cela a été présenté dans le troisième chapitre, l'image SAR résulte d'une sommation cohérente des réponses d'un grand nombre de contributeurs à l'intérieur des cellules de résolution de taille R . La surface totale observée est donc vue par le radar comme un ensemble de cellules de résolution représenté sur la figure V.1.

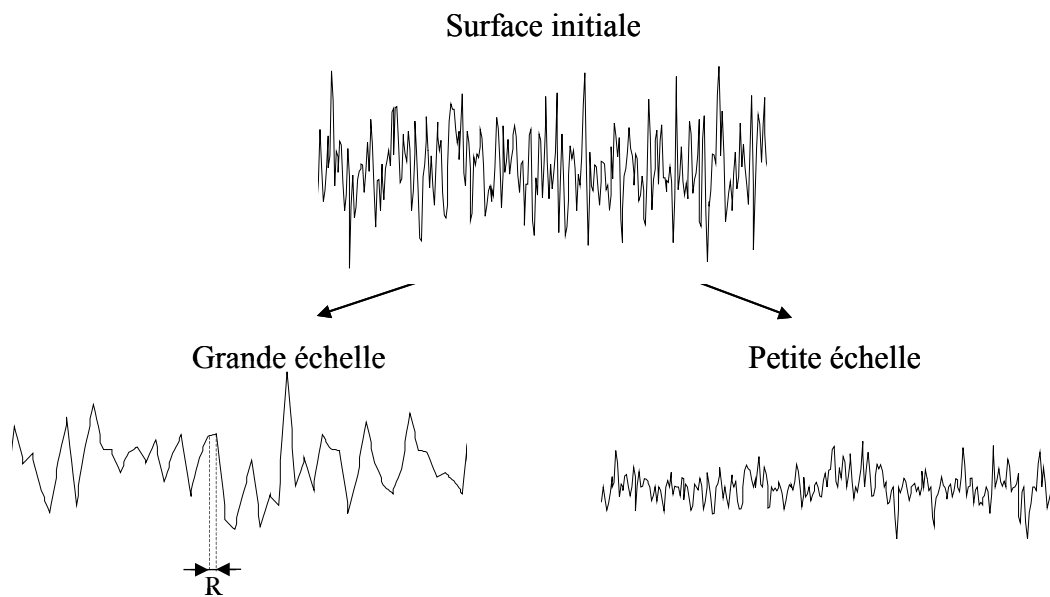


Figure V.1 Surface observée par le radar découpée en deux échelles

La surface observée par le SAR est composée d'une grande échelle correspondant aux cellules de résolution et d'une petite échelle représentant la rugosité à l'intérieur de la cellule de résolution.

V.2.2 Décomposition du spectre de rugosité

Pour générer ce processus à deux échelles, le spectre de rugosité de la surface totale est divisé en deux parties [Brown 1978][Bahar 1983][Dierking 1999][Allain 2003] : une composante basse fréquence (BF) liée à la grande échelle et une composante haute fréquence (HF) liée à la petite échelle.

V.2.2.1 Fréquence de coupure spatiale

La composante petite échelle de la surface représentée sur la figure V.1 est composée de signaux dont les fréquences sont minorées par une fréquence de coupure F_c , liée à la taille d'une cellule de résolution.

La décomposition d'une surface en deux échelles résulte du principe de fonctionnement de l'image SAR, présenté au chapitre III. Une cellule de résolution est alors délimitée par les premiers passages par 0 de la fonction d'appareil SAR qui est de la forme :

$$h_T(y,x) \propto \text{sinc}\left(\frac{\pi y}{R_y}\right) * \text{sinc}\left(\frac{\pi x}{R_x}\right) \quad (\text{V.1})$$

où R_x et R_y sont respectivement les résolutions en azimuth et en distance.

Les fréquences de coupure selon x et y correspondantes sont calculées par application d'une transformée de Fourier sur (V.1) et s'écrivent :

$$F_{cx} = \frac{1}{2R_x} \quad \text{et} \quad F_{cy} = \frac{1}{2R_y} \quad (\text{V.2})$$

Les deux parties du spectre, la composante BF et la composante HF représentées sur la figure V.2 pour le cas mono-dimensionnel, sont définies à partir du spectre initial, $S_0(f_x)$, par :

$$S_{BF}(f_x) = \begin{cases} S_0(f_x) & \forall f_x \in [-F_{cx}; F_{cx}] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{V.3})$$

$$S_{HF}(f_x) = \begin{cases} S_0(f_x) & \forall f_x \in]-\infty; -F_{cx}] \cup [F_{cx}; \infty[\\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

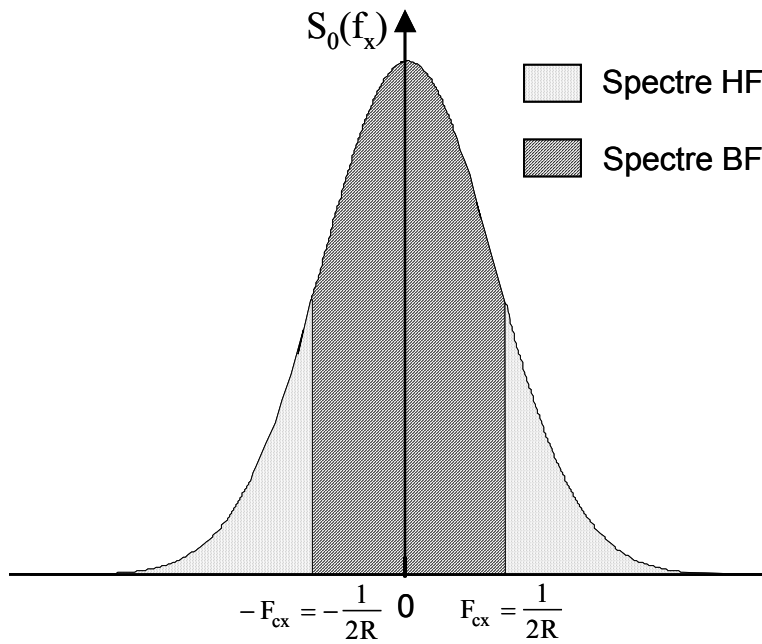


Figure V.2 Séparation du spectre 1D en deux composantes

Dans le cas de surfaces bidimensionnelles, la formule (V.3) est étendue aux spectres 2D. Le domaine de coupure est alors un rectangle obtenu à partir de la transformée de Fourier de l'expression (V.1).

Il en résulte que les spectres BF et HF sont définis par [Allain 2003]:

$$S_0(f_x, f_y) = S_{BF}(f_x, f_y) + S_{HF}(f_x, f_y) \quad (V.4)$$

$$S_{BF}(f_x, f_y) = \begin{cases} S_0(f_x, f_y) & |f_x| < F_{cx} \cap |f_y| < F_{cy} \\ 0 & |f_x| > F_{cx} \cup |f_y| > F_{cy} \end{cases} \quad (V.5)$$

$$S_{HF}(f_x, f_y) = \begin{cases} 0 & |f_x| < F_{cx} \cap |f_y| < F_{cy} \\ S_0(f_x, f_y) & |f_x| > F_{cx} \cup |f_y| > F_{cy} \end{cases}$$

Lors de mesures à basse résolution, la valeur élevée de la taille de la cellule de résolution implique que F_c tend vers 0, alors :

$$S_{BF}(f_x, f_y) \approx 0 \quad \text{et} \quad S_{HF}(f_x, f_y) \approx S_0(f_x, f_y) \quad (V.6)$$

La surface observée est donc considérée comme infinie et se retrouve simplement décrite par un processus à une seule échelle. Dans ce cas, le phénomène de diffusion de surface est indépendant de la taille de la cellule de résolution.

V.2.2.2 Surface haute fréquence

Le spectre HF, S_{HF} , correspond à la surface petite échelle sur laquelle le SAR effectue la sommation cohérente des contributions des différents diffuseurs. Il décrit la rugosité à l'intérieur de la cellule de résolution.

En utilisant la figure V.2, la fonction d'autocovariance se calcule dans le cas 1D comme :

$$\rho_{HF}(l_x) = \int_{-\infty}^{-F_{cx}} S_0(f_x) e^{j2\pi l_x f_x} df_x + \int_{F_{cx}}^{\infty} S_0(f_x) e^{j2\pi l_x f_x} df_x \quad (V.7)$$

Sur la figure V.3, est représenté le plan des fréquences spatiales (f_x, f_y) . La partie rayée correspond au domaine des fréquences spatiales du spectre HF.

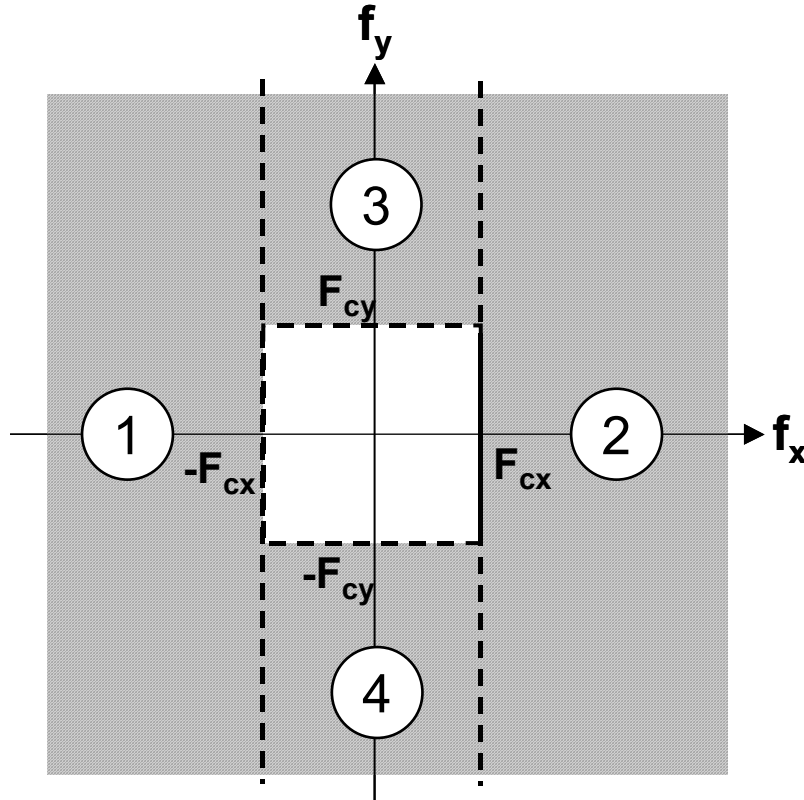


Figure V.3 Spectre 2D haute fréquence

La fonction d'autocovariance HF 2D, ρ_{HF} , correspond à la transformée de Fourier inverse du spectre bidimensionnel tronqué. Pour simplifier les calculs, l'expression de ρ_{HF} est divisée en quatre intégrales dont les domaines d'intégration sont représentés sur la figure V.3.

$$\begin{aligned}
 \rho_{HF}(l_x, l_y) = & \underbrace{\int_{-\infty}^{-F_{cx}} \left(\int_{-\infty}^{\infty} S_0(f_x, f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y \right) e^{j2\pi l_x f_x} df_x}_{1} + \underbrace{\int_{F_{cx}}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} S_0(f_x, f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y \right) e^{j2\pi l_x f_x} df_x}_{2} \\
 & + \underbrace{\int_{-F_{cx}}^{F_{cx}} \left(\int_{F_{cy}}^{\infty} S_0(f_x, f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y \right) e^{j2\pi l_x f_x} df_x}_{3} + \underbrace{\int_{-F_{cx}}^{F_{cx}} \left(\int_{-\infty}^{-F_{cy}} S_0(f_x, f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y \right) e^{j2\pi l_x f_x} df_x}_{4}
 \end{aligned} \quad (V.8)$$

Les spectres gaussiens et exponentiels d'une surface isotrope stationnaire introduits dans le chapitre II présentent la propriété de séparation selon f_x et f_y suivante :

$$S(f_x, f_y) = S(f_x) S(f_y) \quad (V.9)$$

Ainsi, la fonction d'autocovariance devient :

$$\begin{aligned} \rho_{HF}(l_x, l_y) = & \int_{-\infty}^{\infty} S_0(f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y \left(\int_{-\infty}^{-F_{cx}} S_0(f_x) e^{j2\pi l_x f_x} df_x + \int_{F_{cx}}^{\infty} S_0(f_x) e^{j2\pi l_x f_x} df_x \right) \\ & + \int_{-F_{cy}}^{F_{cy}} S_0(f_x) e^{j2\pi l_x f_x} df_x \left(\int_{-\infty}^{-F_{cx}} S_0(f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y + \int_{F_{cx}}^{\infty} S_0(f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y \right) \end{aligned} \quad (V.10)$$

La fonction d'autocovariance HF 2D s'exprime par conséquent en fonction des spectres 1D, $S_0(f_x)$, $S_{HF}(f_x)$ et $S_{BF}(f_x)$:

$$\rho_{HF}(l_x, l_y) = TF^{-1}(S_0(f_y))TF^{-1}(S_{HF}(f_x)) + TF^{-1}(S_{HF}(f_y))TF^{-1}(S_{BF}(f_x)) \quad (V.11)$$

V.2.2.3 Surface basse fréquence

Le spectre BF, S_{BF} , définit les caractéristiques de la grande échelle, qui sont liées aux pentes des facettes de dimensions R_x et R_y dans les directions azimuth et distance.

Dans le cas 1D, la fonction d'autocovariance BF se calcule comme la transformée de Fourier du spectre initial sur l'aire d'intégration $[-F_{cx}; F_{cx}]$:

$$\rho_{BF}(l_x) = \int_{F_{cx}}^{-F_{cx}} S_0(f_x) e^{j2\pi l_x f_x} df_x \quad (V.12)$$

L'expression de la fonction d'autocovariance BF bidimensionnelle, établie à partir de la transformée de Fourier inverse du spectre, est calculée sur le domaine d'intégration représenté sur la figure V.4 par la zone rayée.

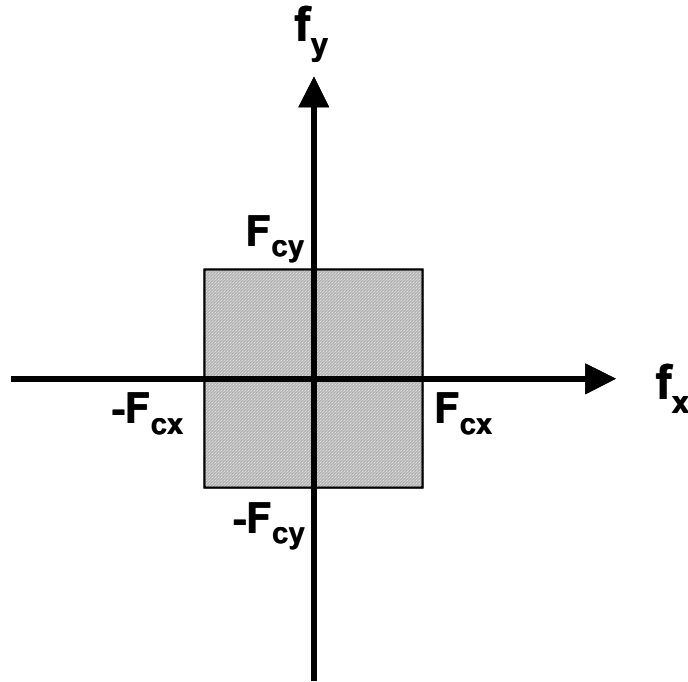


Figure V.4 Spectre 2D basse fréquence

La fonction d'autocovariance BF 2D, ρ_{BF} , obtenue est :

$$\rho_{BF}(l_x, l_y) = \int_{-F_{cx}}^{F_{cx}} \left(\int_{-F_{cy}}^{F_{cy}} S_0(f_x, f_y) e^{j2\pi l_y f_y} df_y \right) e^{j2\pi l_x f_x} df_x \quad (V.13)$$

Les intégrales sur les variables f_x et f_y peuvent être séparées. La fonction d'autocovariance BF s'exprime alors à partir des spectres BF 1D :

$$\rho_{BF}(l_x, l_y) = TF^{-1}(S_{BF}(f_y)) TF^{-1}(S_{BF}(f_x)) \quad (V.14)$$

D'après (V.4) et en utilisant la propriété de linéarité de la transformée de Fourier, la fonction d'autocovariance 2D totale s'écrit comme la somme des fonctions d'autocovariance HF et BF :

$$\rho_0(l_x, l_y) = \rho_{BF}(l_x, l_y) + \rho_{HF}(l_x, l_y) \quad (V.15)$$

Jusqu'ici, une méthode générale tenant compte de l'influence la taille résolution SAR sur la surface vue par le radar a été exposée. Dans le prochain paragraphe, le cas particulier d'une surface initiale de spectre gaussien est étudié.

V.2.2.4 Application au cas gaussien

Les différentes caractéristiques d'une surface gaussienne utilisées dans cette partie ont été présentées dans le chapitre II.

– Surface monodimensionnelle

La fonction d'autocovariance et le spectre associés à une surface de corrélation gaussienne sont :

$$\rho_G(l_x) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2}\right) \quad (V.16)$$

$$S_G(f_x) = \sigma^2 \sqrt{\pi} L_c \exp(-\pi^2 L_c^2 f_x^2) \quad (V.17)$$

La fonction d'autocovariance du spectre HF est calculée en utilisant l'équation (V.7) et son expression est :

$$\begin{aligned} \rho_{GHF}(l_x) &= \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2}\right) \left\{ 2 - \operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c - j l_x}{L_c}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right) \right\} \\ &= \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2}\right) \left\{ 1 - \operatorname{Re}\left(\operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right)\right) \right\} \end{aligned} \quad (V.18)$$

avec $\operatorname{Re}(x)$ la partie réelle de x et $\operatorname{erf}(z)$ la fonction d'erreur à valeurs complexes définie par :

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-t^2) dt \quad (\text{V.19})$$

Elle possède les deux propriétés suivantes :

$$\operatorname{erf}(-z) = -\operatorname{erf}(z) \quad \text{et} \quad \operatorname{erf}(z^*) = \operatorname{erf}^*(z) \quad (\text{V.20})$$

La variance des hauteurs de la surface HF est donnée par :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{GHF}}^2 = \rho_{\text{GHF}}(0) &= \int_{-\infty}^{-F_c} S_0(f_x) df_x + \int_{F_c}^{\infty} S_0(f_x) df_x = 2\sigma^2 \int_{F_c}^{\infty} \sqrt{\pi} L_c \exp(-\pi^2 f_x^2 L_c^2) df_x \\ &= \sigma^2 \operatorname{erfc}(\pi L_c F_c) \end{aligned} \quad (\text{V.21})$$

où $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z)$

La fonction d'autocovariance du spectre basse fréquence est calculée en utilisant (V.12) et son expression est :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{GBF}}(l_x) &= \frac{\sigma^2}{2} \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2}\right) \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c - j l_x}{L_c}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right) \right\} \\ &= \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2}\right) \operatorname{Re}\left(\operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right)\right) \end{aligned} \quad (\text{V.22})$$

La variance des hauteurs de la surface BF est

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{GBF}}^2 = \rho_{\text{GBF}}(0) &= \int_{-F_c}^{F_c} S_0(f_x) df_x = 2\sigma^2 \int_0^{F_c} \sqrt{\pi} L_c \exp(-\pi^2 f_x^2 L_c^2) df_x \\ &= \sigma^2 \operatorname{erf}(\pi L_c F_c) \end{aligned} \quad (\text{V.23})$$

La figure V.5 montre les fonctions d'autocorrélation initiale, BF et HF dans le cas gaussien :

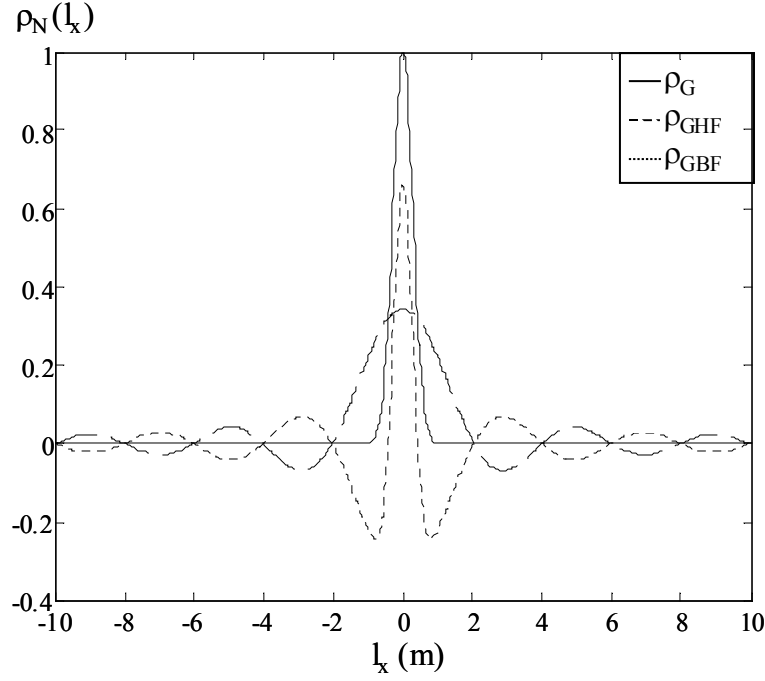


Figure V.5 Fonctions d'autocorrélation 1D gaussienne, BF et HF

– Surface bidimensionnelle

Il est important de noter que les cellules sont considérées carrées et que donc $F_{cx} = F_{cy}$.

Dans le cas gaussien, la fonction d'autocovariance et le spectre d'une surface rugueuse 2D sont définis par :

$$\rho_G(l_x, l_y) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2}{L_c^2} - \frac{l_y^2}{L_c^2}\right) \quad (V.24)$$

$$S_G(f_x, f_y) = \sigma^2 \pi L_c^2 \exp(-L_c^2 \pi^2 f_x^2 - L_c^2 \pi^2 f_y^2) \quad (V.25)$$

La fonction d'autocovariance du spectre haute fréquence est calculée en utilisant l'expression (V.11). Elle s'écrit à partir des fonctions d'autocovariance mono-dimensionnelles BF, HF et gaussienne. Son expression est :

$$\rho_{GHF}(l_x, l_y) = \rho_G(l_x) \rho_{GHF}(l_x) + \rho_{GHF}(l_y) \rho_{GBF}(l_x) \quad (V.26)$$

En reprenant les expressions des fonctions d'autocovariance gaussiennes dans le cas 1D, l'expression de ρ_{GHF} est :

$$\begin{aligned} \rho_{GHF}(l_x, l_y) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2 + l_y^2}{L_c^2}\right) & \left[\left\{ 1 - \operatorname{Re}\left(\operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right)\right) \right\} \right. \\ & \left. + \left\{ \operatorname{Re}\left(\operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right)\right) \right\} \left\{ 1 - \operatorname{Re}\left(\operatorname{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_y}{L_c}\right)\right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (V.27)$$

Cette expression peut être simplifiée :

$$\rho_{\text{GHF}}(l_x, l_y) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2 + l_y^2}{L_c^2}\right) \left[1 - \text{Re}\left(\text{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_y}{L_c}\right)\right) \right] \text{Re}\left(\text{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right)\right) \quad (\text{V.28})$$

La fonction d'autocovariance du spectre basse fréquence, ρ_{GBF} , est formulée d'après l'équation (V.14) comme :

$$\rho_{\text{GBF}}(l_x, l_y) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{l_x^2 + l_y^2}{L_c^2}\right) \left\{ \text{Re}\left(\text{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_x}{L_c}\right)\right) \text{Re}\left(\text{erf}\left(\frac{\pi L_c^2 F_c + j l_y}{L_c}\right)\right) \right\} \quad (\text{V.29})$$

Dans le cas gaussien, les différentes expressions ont été calculées en tenant compte de la propriété suivante de la fonction erf définie à partir de (V.20) :

$$\text{Re}(\text{erf}(z)) = \text{Re}(\text{erf}(z^*))$$

Ces fonctions d'autocorrélation seront utilisées dans la dernière partie de ce chapitre pour la validation de notre modèle.

Il est important de remarquer que le terme $L_c F_c = \frac{L_c}{2R}$ intervient dans toutes les fonctions d'autocovariance définies dans cette partie. Ainsi l'influence de la résolution sur la rétrodiffusion est étroitement liée aux valeurs prises par la longueur de corrélation.

V.2.2.5 Génération des différentes surfaces

Chacune des deux surfaces, HF et BF, peut être générée en appliquant le principe du filtre corrélateur appliqué au chapitre II et rappelé ci-dessous :

$$z_{\text{BF,HF}}(x) = \frac{bb(x)}{\omega_{\text{BB}}} * \text{TF}^{-1}\left(\sqrt{S_{\text{BF,HF}}(f_x)}\right) \quad (\text{V.30})$$

où z est la surface générée, bb , un bruit blanc gaussien de DSP égale à ω_{BB}^2 .

$\text{TF}^{-1}\left(\sqrt{S(f_x)}\right)$ correspond à la réponse impulsionnelle du filtre, donnée dans le tableau V.1 pour des surfaces mono et bidimensionnelles.

	<i>Expressions des réponses impulsionnelles du filtre</i>
Surface HF 1D	$\frac{\sqrt{2} \exp\left(-2 \frac{l_x^2}{L_c^2}\right)}{\sqrt{L_c} \sqrt{\pi}} \left\{ 1 - \operatorname{Re} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\pi L_c^2 F_c + 2j l_x}{\sqrt{2} L_c} \right) \right) \right\}$
Surface BF 1D	$\frac{\sqrt{2} \exp\left(-2 \frac{l_x^2}{L_c^2}\right)}{\sqrt{L_c} \sqrt{\pi}} \operatorname{Re} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\pi L_c^2 F_c + 2j l_x}{\sqrt{2} L_c} \right) \right)$
Surface HF 2D	$\frac{2}{L_c \sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{-2(l_x^2 + l_y^2)}{L_c^2}\right) \left\{ 1 - \operatorname{Re} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\pi L_c^2 F_c + 2j l_x}{\sqrt{2} L_c} \right) \right) \operatorname{Re} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\pi L_c^2 F_c + 2j l_y}{\sqrt{2} L_c} \right) \right) \right\}$
Surface BF 2D	$\frac{2}{L_c \sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{-2(l_x^2 + l_y^2)}{L_c^2}\right) \operatorname{Re} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\pi L_c^2 F_c + 2j l_x}{\sqrt{2} L_c} \right) \right) \operatorname{Re} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\pi L_c^2 F_c + 2j l_y}{\sqrt{2} L_c} \right) \right)$

Tableau V.1 Réponses impulsionnelles du filtre de génération de surface 1D et 2D
cas HF et BF - cas gaussien

Pour mieux appréhender l'influence de la résolution, une surface BF est générée pour différentes valeurs de résolution comprises dans l'intervalle $R = [0.1 \text{ m}, 0.4 \text{ m}, 0.8 \text{ m}, 1.5 \text{ m}]$, une longueur de corrélation initiale $L_c = 0.2 \text{ m}$ et un écart-type des hauteurs $\sigma = 5 \text{ cm}$. Les surfaces générées comportent 10000 échantillons pour une longueur totale de 100 m. Les surfaces obtenues sont représentées sur la figure V.6. Lorsque la résolution est fine, la surface grande échelle présente des facettes dont l'orientation varie fortement alors que pour des valeurs de R grandes devant L_c , la surface paraît beaucoup moins rugueuse.

Dans le tableau V.2, les écarts-types théoriques et obtenus à partir de la surface générée sont notés pour les différentes valeurs de résolution.

	$R/L_c = 0.5$	$R/L_c = 2$	$R/L_c = 4$	$R/L_c = 7.5$
σ théorique	5 cm	4.28 cm	3.24 cm	2.41 cm
σ surface générée	4.76 cm	4.37 cm	3.15 cm	2.59 cm

Tableau V.2 Valeurs des écarts-types des hauteurs

Les valeurs obtenues théoriquement ainsi que celles obtenues à partir des surfaces générées sont très proches. Lorsque la résolution augmente, la fréquence de coupure se rapproche de 0, l'écart-type des hauteurs de la surface grande échelle diminue et par conséquent l'importance des pentes de la surface grande échelle diminue.

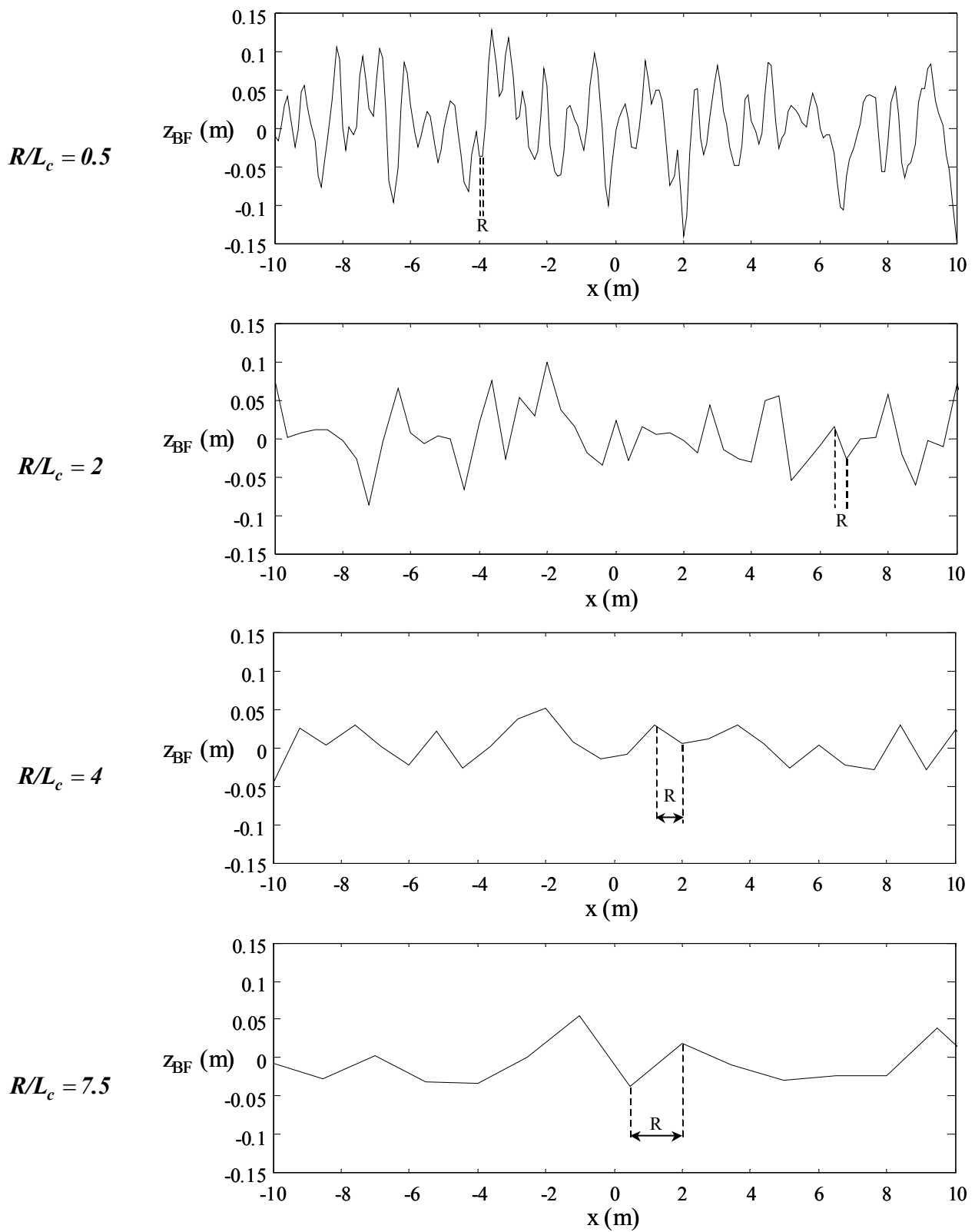


Figure V.6 Surfaces grande échelle pour différentes valeurs de résolution, $L_c = 0.2$ m

V.3 MODELES DE DIFFUSION POUR LES SYSTEMES HAUTE RESOLUTION

Dans la partie précédente, il a été montré que pour tenir compte de la taille de la cellule de résolution, la surface est décrite comme un processus deux échelles. Cette description va être utilisée pour le calcul de la diffusion par cette surface. Un modèle de diffusion hybride à deux échelles est ainsi présenté.

V.3.1 Calcul des angles d'orientation à partir de la surface grande échelle

La grande échelle de la surface indique l'inclinaison de chaque cellule de résolution. Pour déterminer l'orientation, les pentes locales sont calculées à partir des hauteurs de la surface grande échelle définies par [Pottier 1998] [Lee 2000] :

$$\begin{aligned} Z_x &= \frac{z(x + \Delta x, y) - z(x, y)}{\Delta x} \\ Z_y &= \frac{z(x, y + \Delta y) - z(x, y)}{\Delta y} \end{aligned} \quad (V.31)$$

où z représente la surface grande échelle, Z_x et Z_y les pentes de la surface suivant les axes \hat{x} et \hat{y} respectivement.

La surface grande échelle est générée en utilisant la méthode indiquée dans le paragraphe précédent. L'utilisation du terme de (V.31) en entrée du modèle de diffusion IEM nécessite une définition des axes de désorientation dans la base de mesure radar.

La base d'observation du radar est représentée sur la figure V.7 par le repère $(\hat{k}_i, \hat{v}_i, \hat{h}_i)$ alors qu'une cellule de résolution de la surface est définie dans le repère au sol $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ choisi tel que \hat{x} corresponde à l'axe azimutal du SAR. Le repère $(\hat{I}_2, \hat{I}_3, \hat{I}_1)$ correspond au repère $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ désorienté de façon à ce que \hat{I}_1 soit aligné avec la direction d'observation. La normale à la cellule de résolution est notée \hat{n} . La polarisation horizontale de l'onde est définie parallèlement au plan (\hat{x}, \hat{y}) et la polarisation verticale dans le plan d'incidence. L'angle d'incidence radar, θ_0 , est défini comme l'angle entre l'axe \hat{x} et l'axe \hat{I}_1 .

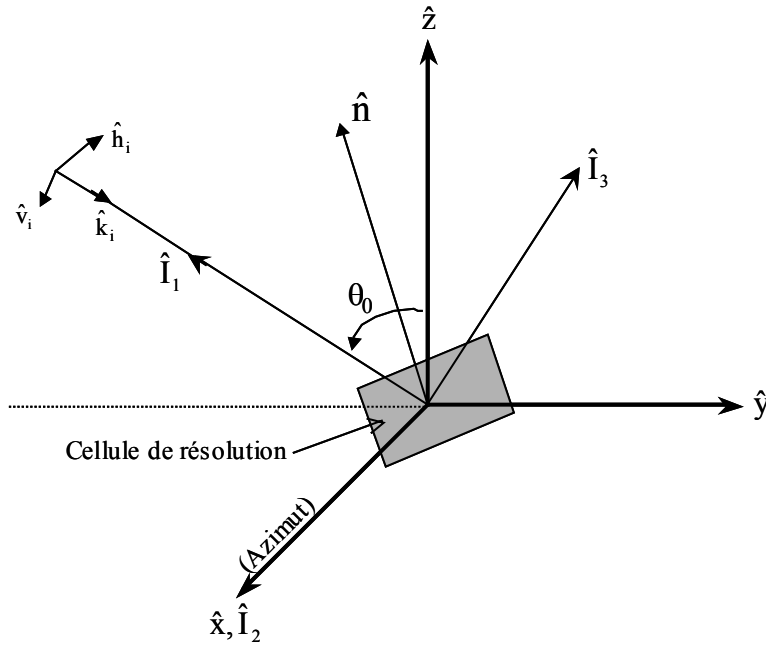


Figure V.7 Représentation d'une cellule de résolution dans le repère d'observation et dans le repère local

V.3.1.1 Calcul de θ_L

Le calcul de l'angle d'incidence local est effectué dans le plan d'incidence représenté sur la figure V.8.

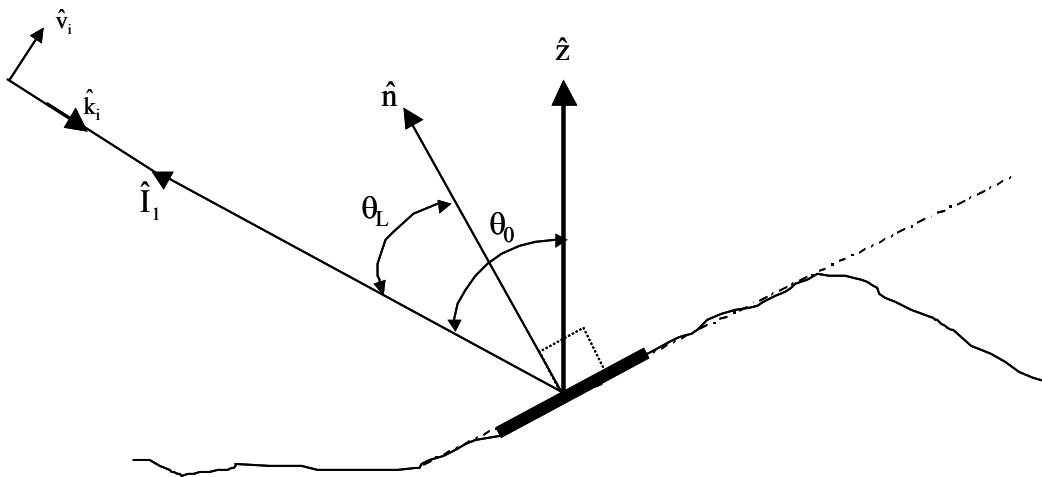


Figure V.8 Plan d'incidence radar

Cet angle, θ_L , est défini comme l'angle formé entre l'axe \hat{I}_1 et la normale à la cellule de résolution \hat{n} , il se calcule à partir du produit scalaire suivant :

$$\cos \theta_L = \hat{I}_1 \cdot \hat{n} \quad (\text{V.32})$$

La normale à la surface s'écrit dans le repère $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ comme :

$$\hat{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2}} \begin{bmatrix} -Z_x \\ -Z_y \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{V.33})$$

De plus, le vecteur \hat{I}_1 s'exprime dans la base $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ comme :

$$\hat{I}_1 = \begin{bmatrix} \sin \theta_0 \\ 0 \\ -\cos \theta_0 \end{bmatrix} \quad (\text{V.34})$$

En remplaçant les équations (V.33) et (V.34) dans l'expression (V.32), le cosinus de l'angle local d'incidence s'écrit :

$$\cos \theta_L = \frac{Z_x \sin \theta_0 + \cos \theta_0}{\sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2}} \quad (\text{V.35})$$

L'expression finale de l'angle local en fonctions des pentes locales Z_x et Z_y et de l'angle de visée du radar θ_0 , est :

$$\theta_L = \arccos \left(\frac{Z_x \sin \theta_0 + \cos \theta_0}{\sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2}} \right) \quad (\text{V.36})$$

V.3.1.2 Calcul de ϕ_L

L'angle de désorientation, ϕ_L , indique l'inclinaison du plan d'incidence par rapport à la normale à la surface. Pour une surface horizontale, la normale à la surface est comprise dans le plan d'incidence, l'angle de désorientation de la cellule de résolution est nul. Par contre, lorsque la cellule est inclinée, sa normale n'est plus contenue dans le plan d'incidence, il est alors nécessaire de calculer l'angle de désorientation de la cellule de résolution [Lee 2000].

La normale à la surface, dans le repère de coordonnées $(\hat{I}_1, \hat{I}_2, \hat{I}_3)$, est exprimée de la façon suivante :

$$\hat{n}_{(\hat{I}_1, \hat{I}_2, \hat{I}_3)} = \begin{bmatrix} 0 & -\sin \theta_0 & \cos \theta_0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_0 & \sin \theta_0 \end{bmatrix} \hat{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2}} \begin{bmatrix} Z_y \sin \theta_0 + \cos \theta_0 \\ -Z_x \\ -Z_y \sin \theta_0 + \cos \theta_0 \end{bmatrix} \quad (\text{V.37})$$

Pour tenir compte de l'angle de désorientation, causé par l'inclinaison de la surface, le plan d'incidence est tourné autour de l'axe de visée du radar vers la normale à la surface qui s'écrit alors :

$$\mathbf{n}_{(\hat{I}_1, \hat{I}_2, \hat{I}_3)}(\phi_L) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_L & \sin \phi_L \\ 0 & -\sin \phi_L & \cos \phi_L \end{bmatrix} \mathbf{n}_{(\hat{I}_1, \hat{I}_2, \hat{I}_3)} = \begin{bmatrix} Z_y \sin \theta_0 + \cos \theta_0 \\ -Z_x \cos \phi_L + \sin \phi_L (-Z_y \cos \theta_0 + \sin \theta_0) \\ Z_x \sin \phi_L + \cos \phi_L (-Z_y \cos \theta_0 + \sin \theta_0) \end{bmatrix} \quad (\text{V.38})$$

Après la rotation, la normale à la surface est dans le plan (\hat{I}_1, \hat{I}_3) ce qui implique que la deuxième composante de (V.38) (selon \hat{I}_2) est nulle, d'où :

$$-Z_y \cos \phi_L + \sin \phi_L (-Z_y \cos \theta_0 + \sin \theta_0) = 0 \quad (\text{V.39})$$

Ainsi, l'expression finale de l'angle d'orientation est donnée par :

$$\phi_L = \arctan \left(\frac{Z_x}{-Z_y \cos \theta_0 - \sin \theta_0} \right) \quad (\text{V.40})$$

Les expressions des angles locaux, (V.36) et (V.40), dépendent uniquement des pentes locales et de l'angle d'observation du radar.

V.3.1.3 Histogrammes des angles locaux

Des histogrammes sont calculés pour différentes valeurs de résolution dans le but d'étudier l'influence de la taille de la cellule de la résolution sur la distribution des angles locaux de la surface grande échelle.

Pour ce faire, cinq surfaces grandes échelles sont générées à partir d'une même configuration de surface, chacune étant associée à une valeur de résolution particulière comprise dans l'intervalle $R = [0.5 \text{ m}, 1.5 \text{ m}, 2.5 \text{ m}, 5 \text{ m}]$. La longueur de corrélation de la surface vaut 1 m, l'écart-type des hauteurs, 0.1 m et l'angle de visée du radar, 35° . Les différentes distributions des angles d'incidence et de désorientation sont représentées sur la figure V.9.

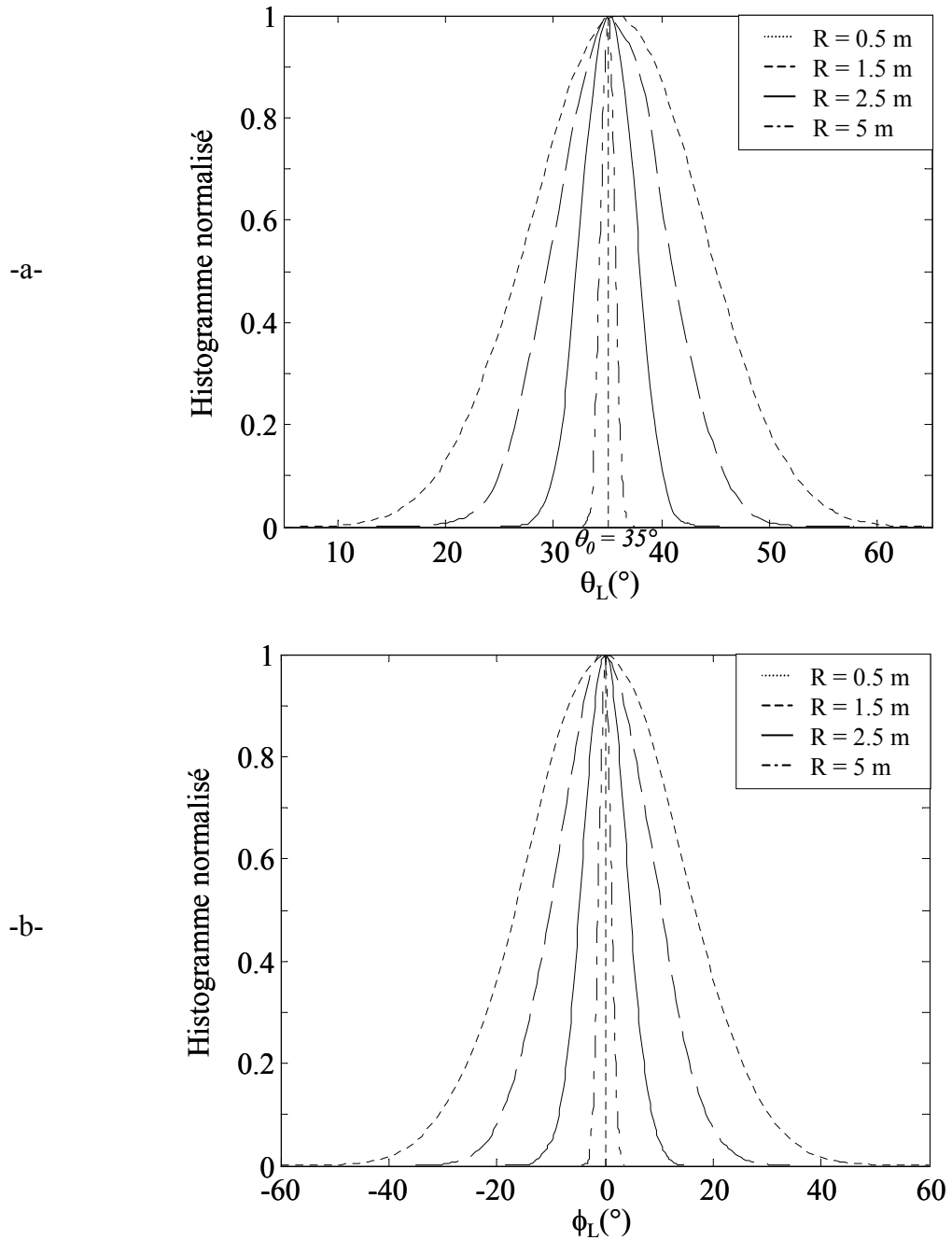


Figure V.9 Histogrammes de la distribution des angles locaux pour différents R avec $L_c = 1$ m et $\sigma = 0.1$ m
 -a- angle d'incidence, -b- angle de désorientation

Ces différentes courbes suivent des distributions dont les caractéristiques sont données dans le tableau V.3, sous forme de moyenne et d'écart-type. Comme il est observé sur la figure V.9, plus la résolution est fine, plus les angles locaux ont une distribution étalée ou un écart-type grand. Dans le cas de grandes cellules de résolution, les angles locaux sont égaux à l'angle d'incidence radar (pour une résolution de 5 m, les écarts-types des angles sont très faibles (0.7° pour θ_L et 1.18° pour ϕ_L)).

Résolution	Moyenne de θ_L (°)	Ecart-type de θ_L (°)	Moyenne ϕ_L (°)	Ecart-type de ϕ_L (°)
0.5 m	35.77	7.73	-0.0267	13.98
1.5 m	35.3	4.86	-0.0066	8.67
2.5 m	35.07	2.36	-0.0044	4.24
5 m	35.01	0.7	-0.000043	1.18

Tableau V.3 Statistiques de la distribution des angles pour plusieurs résolutions $L_c = 1$ m ; $\sigma = 0.1$ m

Sur la figure V.10, sont représentées les distributions des angles locaux calculées pour 3 valeurs d'écart-type, $L_c = 1$ m et $R = 2$ m

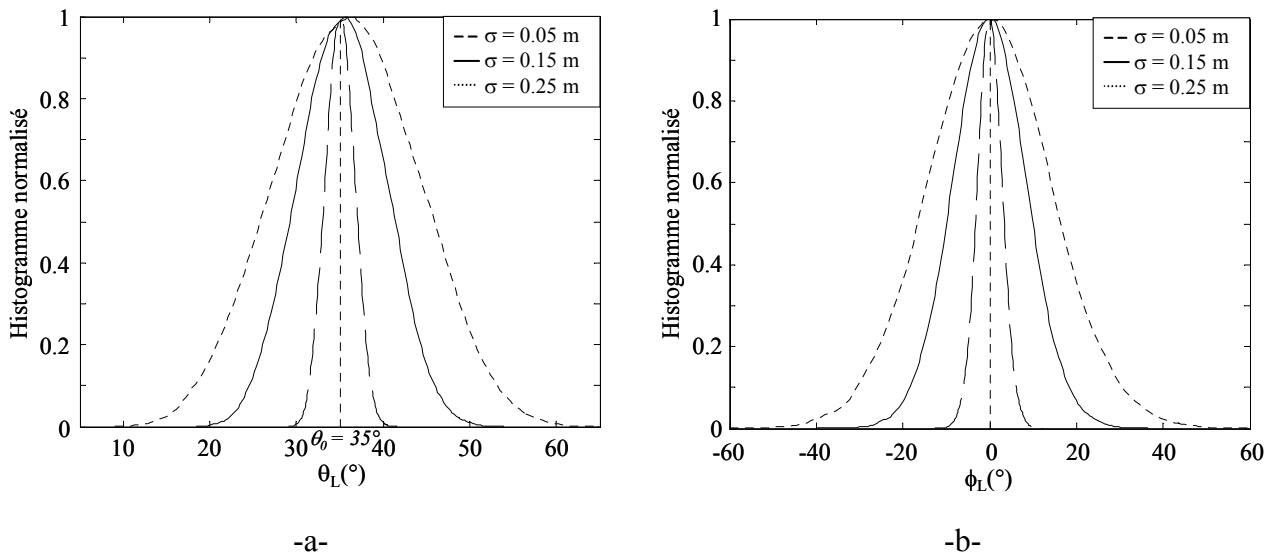


Figure V.10 Histogramme de la distribution des angles locaux pour différents σ avec $L_c = 1$ m et $R = 2$ m
-a- angle d'incidence, -b- angle de désorientation

Le tableau V.4 indique les écarts-types ainsi que les moyennes des distributions gaussiennes des angles locaux représentées sur la figure V.10. Lorsque l'écart-type des pentes augmente, leur distribution devient de plus en plus large ce qui est vérifié par une augmentation de l'écart-type des angles.

Les distributions des angles d'incidence locaux étudiées dans cette partie sont centrées en 35° qui correspond à l'angle d'incidence radar. La même remarque peut être faite sur l'angle de désorientation de la cellule de résolution qui est centré autour de 0° .

σ	Moyenne de θ_L (°)	Ecart-type de θ_L (°)	Moyenne ϕ_L (°)	Ecart-type de ϕ_L (°)
0.05 m	35.04	1.69	0.004	3
0.15 m	35.33	5.01	0.032	9
0.25 m	35.89	8.13	0.079	15

Tableau V.4 Statistiques de la distribution des angles pour plusieurs écarts-types des hauteurs

Ainsi, plus la surface est rugueuse, plus les angles locaux auront une importance sur la rétrodiffusion.

La méthode utilisée dans ce chapitre pour le calcul des angles locaux consiste à générer la surface grande échelle, dans le but de déduire la valeur des pentes locales. Pour faire ce calcul, il est aussi possible d'obtenir des expressions analytiques des angles locaux en utilisant la densité de probabilité des pentes [Breuer 2003].

V.3.2 Calcul des coefficients de rétrodiffusion à l'intérieur des cellules de résolution

La rétrodiffusion d'une surface rugueuse est maintenant calculée en utilisant le modèle à deux échelles de la surface. Les coefficients de rétrodiffusion polarimétriques sont calculés, pour chaque cellule de résolution, en utilisant le modèle IEM dont les expressions sont données en co-polarisation et en polarisation croisée dans le chapitre II.

Les paramètres d'entrée de ce modèle sont la constante diélectrique, la rugosité de la surface décrite par le spectre HF, ainsi que l'angle d'incidence local calculé à partir de la surface BF. Ce modèle de diffusion à deux échelles est hybride dans le sens où il combine une intégration cohérente au sein de la cellule de résolution à une sommation incohérente des réponses des différentes cellules de résolution.

Dans le cas de l'approximation petites et moyennes pentes de l'IEM, le coefficient de rétrodiffusion s'écrit pour les composantes co-polarisées :

$$\sigma_{ppqq}^s = \frac{k^2}{4\pi} \exp(-2k_z^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^{2n} I_{pp}^n I_{qq}^{n*} \frac{S^n(-2k_x, 0)}{n!} \quad (V.41)$$

Le spectre intervient dans le terme de somme. La prise en compte de la fréquence de coupure s'effectue en omettant les termes pour lesquels

$$\cos \theta_L < 2\pi F_c \quad (V.42)$$

Pour le terme de polarisation croisée, l'expression du coefficient de rétrodiffusion est donnée par :

$$\sigma_{hv hv}^m = \frac{k^2}{8\pi^2} \exp(-2k_z^2 \sigma^2) \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_z^2 \sigma^2)^{m+n}}{m!n!} \iint \left(|F_{hv}(u, v)|^2 + F_{hv}(u, v) F_{hv}^*(-u, -v) \right) S^m(u - k_x, v) S^n(u + k_x, v) du dv \quad (V.43)$$

Les termes u et v représentent les composantes spectrales de la rugosité de surface. De même que pour les termes co-polarisés, les domaines d'intégration des variables u et v doivent tenir compte de la fréquence de coupure.

Les différents coefficients de rétrodiffusion sont représentés sous la forme d'une matrice de cohérence $\mathbf{T}(\theta_L)$, avec l'hypothèse de symétrie de réflexion en utilisant :

$$\mathbf{T}(\theta_L) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \sigma_{hhhh} + 2\text{Re}(\sigma_{hhvv}) + \sigma_{vvvv} & \sigma_{hhhh} - 2\text{Im}(\sigma_{hhvv}) + \sigma_{vvvv} & 0 \\ \sigma_{hhhh} + 2\text{Im}(\sigma_{hhvv}) + \sigma_{vvvv} & \sigma_{hhhh} - 2\text{Re}(\sigma_{hhvv}) + \sigma_{vvvv} & 0 \\ 0 & 0 & 4\sigma_{hvhv} \end{bmatrix} \quad (\text{V.44})$$

V.3.3 Perturbation de la matrice de cohérence par les pentes locales

L'orientation de la cellule de résolution autour de l'axe de visée du radar est prise en compte par une rotation appliquée sur $\mathbf{T}(\theta_L)$ [Cloude 1999] :

$$\mathbf{T}(\theta_L, \phi_L) = \mathbf{U}(\phi_L) \mathbf{T}(\theta_L) \mathbf{U}(\phi_L)^{-1} \quad (\text{V.45})$$

avec

$$\mathbf{U}(\phi_L) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_L & \sin \phi_L \\ 0 & -\sin \phi_L & \cos \phi_L \end{bmatrix} \quad (\text{V.46})$$

et

$$\mathbf{T}(\theta_L) = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{V.47})$$

L'expression de la matrice de cohérence après rotation azimutale est :

$$\mathbf{T}(\theta_L, \phi_L) = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \cos \phi_L & -T_{12} \sin \phi_L \\ T_{21} \cos \phi_L & T_{22} \cos^2 \phi_L + T_{33} \sin^2 \phi_L & \sin \phi_L \cos \phi_L (T_{33} - T_{22}) \\ -T_{21} \sin \phi_L & \sin \phi_L \cos \phi_L (T_{33} - T_{22}) & T_{22} \sin^2 \phi_L + T_{33} \cos^2 \phi_L \end{bmatrix} \quad (\text{V.48})$$

A chaque cellule de résolution correspond une matrice de cohérence fonction des angles locaux.

V.3.4 Calcul de la réponse polarimétrique de la scène

Jusqu'ici nous nous sommes intéressés au calcul de la réponse polarimétrique de chaque cellule de rétrodiffusion. Or, l'information principale est la réponse globale de la surface.

Pour chaque cellule de résolution, les paramètres polarimétriques $H/\bar{\alpha}$ sont calculés à partir de la matrice de cohérence. La réponse polarimétrique totale de la scène est calculée comme la moyenne des paramètres $H/\bar{\alpha}$ effectuée sur la totalité de l'image.

Le synoptique de ce modèle de diffusion hybride est représenté sur la figure V.11.

Lorsque la taille de la cellule est significativement plus grande que la longueur de corrélation, la fréquence de coupure est faible et l'écart-type des pentes de la surface BF est quasi-nul. L'influence

des angles locaux est donc négligeable et la réponse de la scène est calculée par le modèle présenté dans le chapitre IV.

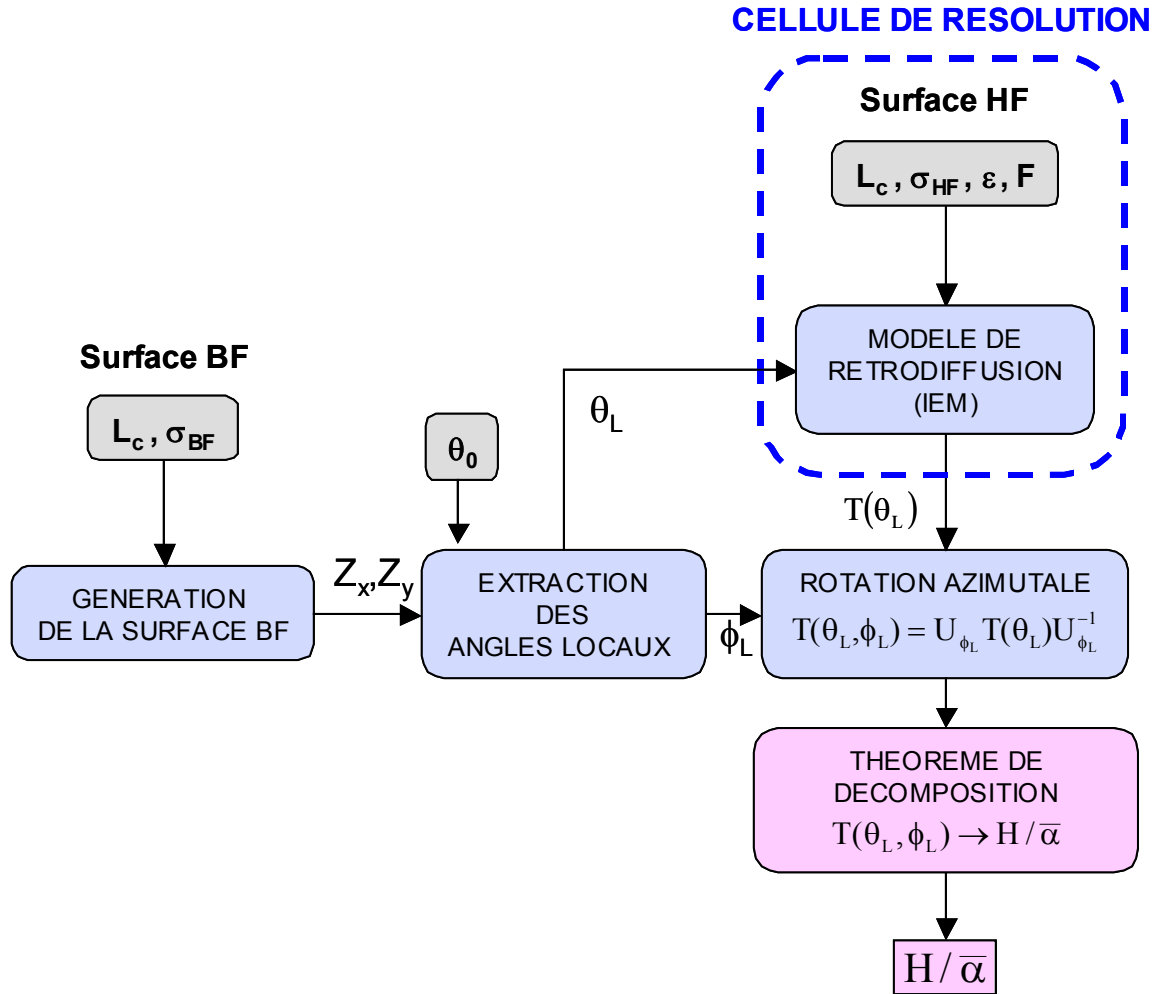


Figure V.11 Synoptique du modèle de diffusion hybride à deux échelles

ATTENTION : Ce modèle à deux échelles hybride est différent des modèles à deux échelles classiques souvent utilisés dans la littérature. Il ne considère pas l'aspect multi-échelles de la surface, mais tient compte de la taille de la résolution SAR en divisant le spectre de la surface en deux échelles.

V.4 APPLICATION SUR DES DONNEES SAR

V.4.1 Données SAR JRC

Dans ce chapitre, les données SAR JRC multi-résolutions [Nesti 1998] acquises pour un angle d'incidence de 40° et une fréquence de 14 GHz sont utilisées. Ces mesures ont été effectuées sur deux surfaces rugueuses qui possèdent une longueur de corrélation de 6 cm et des écarts-types de hauteurs de 0.4 cm pour la surface lisse et de 2.5 cm pour la surface rugueuse. En utilisant

respectivement (V.2) et (V.23), les rapports R/L_c ainsi que les écarts-types des hauteurs de la grande échelle sont calculés et donnés pour les différentes valeurs de résolutions dans le tableau V.5 :

<i>Résolution (cm)</i>	<i>4.8</i>	<i>5.4</i>	<i>6</i>	<i>6.6</i>	<i>7.2</i>	<i>8.4</i>	<i>12</i>	<i>18</i>	<i>24</i>
<i>R/L_c</i>	0.8	0.9	1	1.1	1.2	1.4	2	3	4
<i>σ_{GBF} (cm) surface lisse</i>	0.399	0.397	0.395	0.391	0.387	0.377	0.342	0.294	0.26
<i>σ_{GBF} (cm) surface rugueuse</i>	2.493	2.483	2.467	2.445	2.418	2.355	2.141	1.839	1.623

Tableau V.5 Valeurs des rapports R/L_c et des écarts-types des hauteurs des données SAR JRC

Sur les figures V.12 et V.13, les images JRC des coefficients de rétrodiffusion en polarisation horizontale sont représentées pour six valeurs de résolution différentes. Un changement de comportement est observé quand la résolution augmente, la répartition de la puissance rétrodiffusée devient de plus en plus homogène. De plus, il est aussi important de noter une différence d'allure entre la surface lisse et la surface rugueuse. Comme il a été montré dans la partie précédente, l'écart-type des hauteurs de la surface rugueuse étant plus important, la distribution des angles est plus étalée et donc la puissance rétrodiffusée, plus hétérogène.

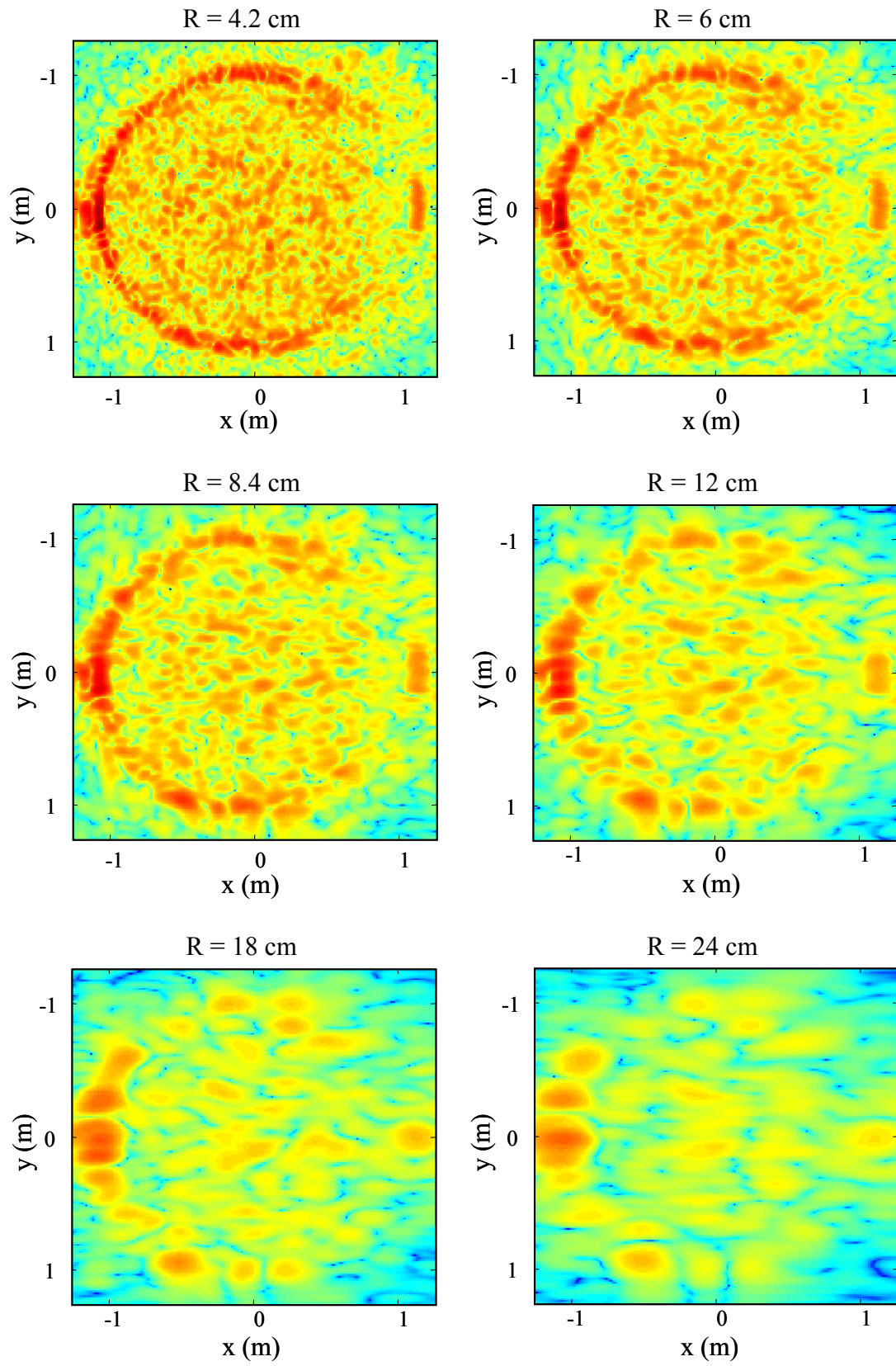


Figure V.12 Images SAR de la surface lisse pour différentes résolutions

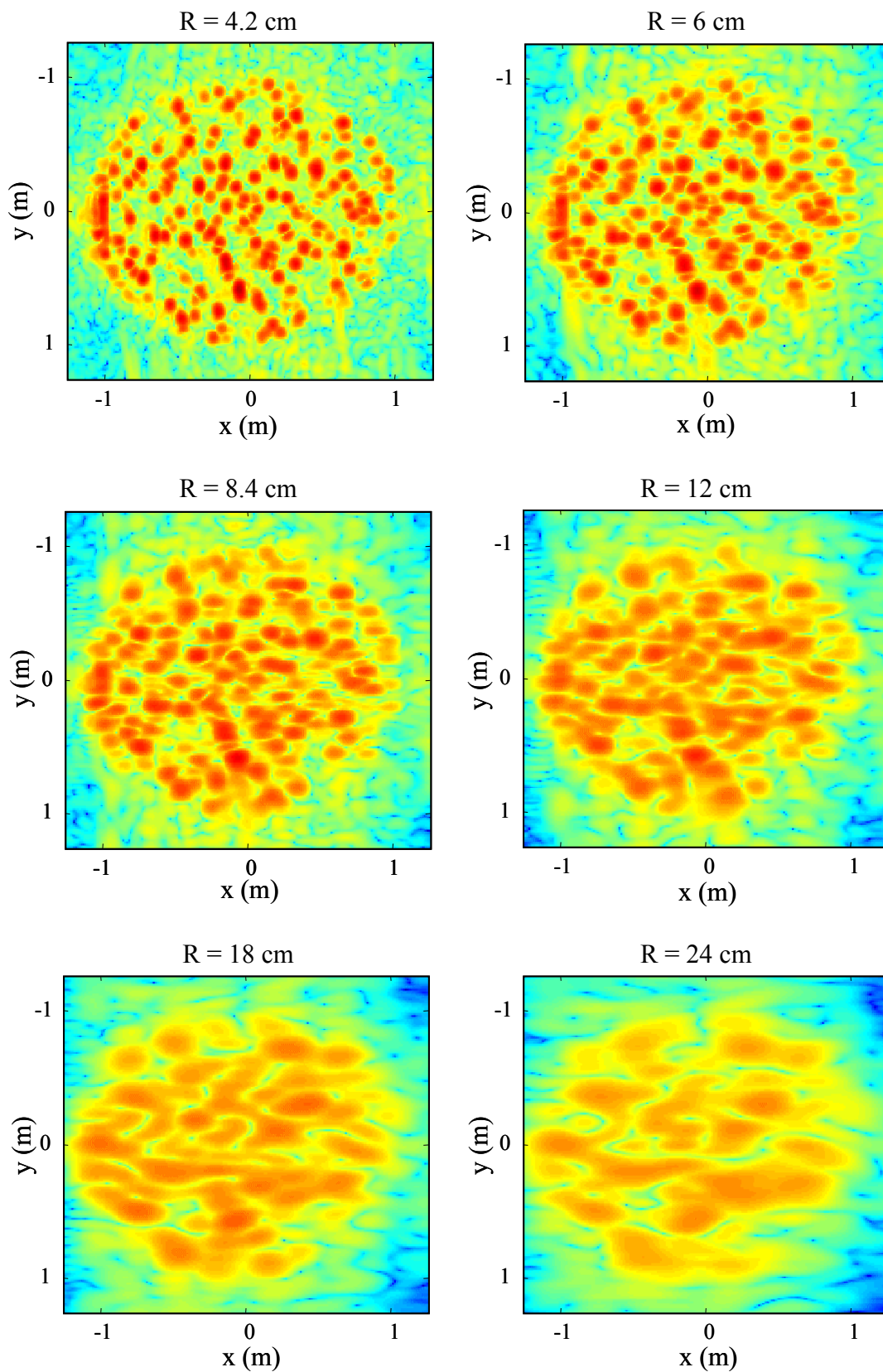


Figure V.13 Images SAR de la surface rugueuse pour différentes résolutions

V.4.2 Validation du modèle hybride sur des mesures SAR multi-résolutions

Une analyse des résultats modélisés et mesurés est menée sur les deux surfaces.

V.4.2.1 Surface lisse

Le modèle de rétrodiffusion à deux échelles est en premier lieu simulé pour la surface lisse. Les paramètres polarimétriques, H et $\bar{\alpha}$ ainsi obtenus sont représentés en fonction de la résolution sur les figures V.14 et V.15 en trait pointillé. Sur ces mêmes figures, sont tracés les descripteurs polarimétriques moyens mesurés.

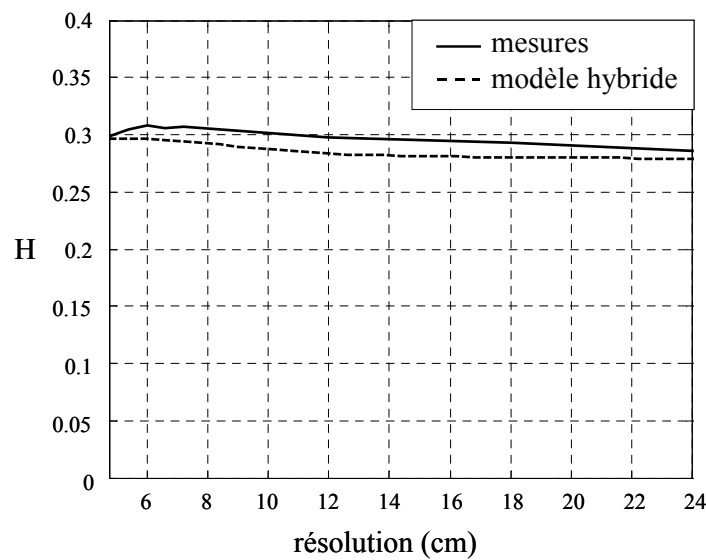


Figure V.14 Valeur de H pour la surface lisse en fonction de la résolution

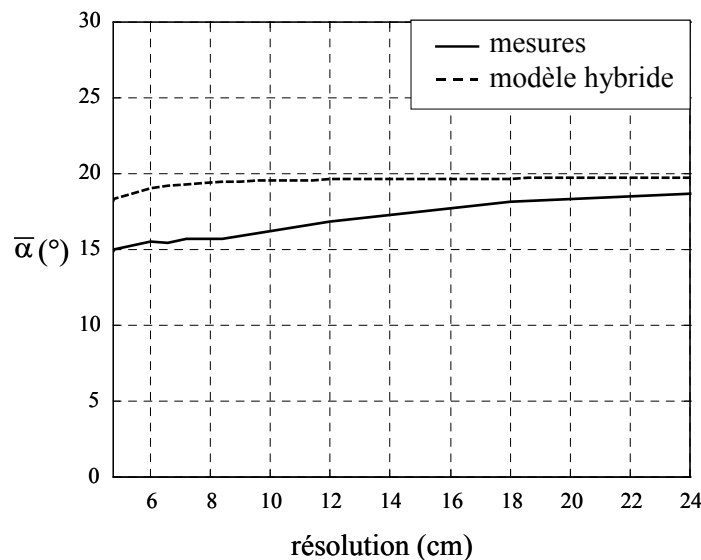


Figure V.15 Valeur de $\bar{\alpha}$ pour la surface lisse en fonction de la résolution

L'entropie, calculée à partir du modèle hybride et des mesures, diminue légèrement avec la

résolution et tend vers une constante pour des grandes valeurs de résolution. Par contre, l'angle $\bar{\alpha}$ simulé pour la surface lisse augmente légèrement et devient constant quand la résolution augmente. Ces deux paramètres ont des variations assez faibles avec la résolution et tendent vers une constante pour les images à basse résolution. Les résultats obtenus avec le modèle sont en adéquation avec les mesures.

V.4.2.2 Surface rugueuse

Une analyse similaire est entreprise avec la surface rugueuse pour laquelle les résultats sont montrés sur les figures V.16 et V.17.

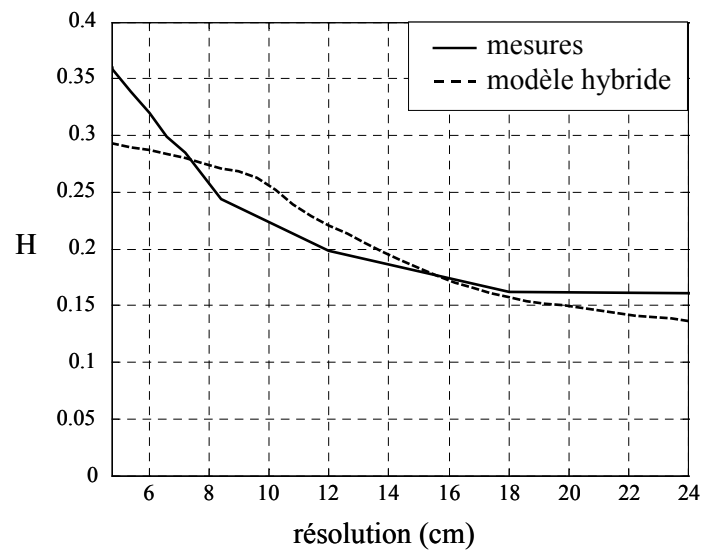


Figure V.16 Valeur de H pour la surface rugueuse en fonction de la résolution

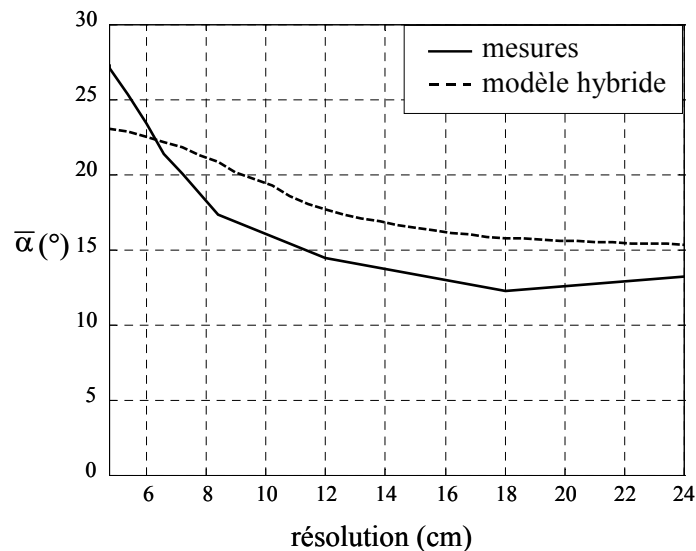


Figure V.17 Valeur de $\bar{\alpha}$ moyen de la surface rugueuse en fonction de la résolution

Tout comme pour la surface lisse, les résultats obtenus avec le modèle sont proches des valeurs

des paramètres polarimétriques de l'image SAR. L'entropie décroît avec la résolution mais les variations observées sont beaucoup plus élevées que pour la surface lisse ($\Delta H \approx 0.2$ pour la surface rugueuse et $\Delta H \approx 0.03$ pour la surface lisse). De même, l'angle $\bar{\alpha}$ correspondant à la surface rugueuse diminue fortement sur l'intervalle $R \in [4.8 \text{ cm}; 12 \text{ cm}]$. Il devient aussi constant pour des grandes valeurs de résolution. Les variations des paramètres polarimétriques sont beaucoup plus importantes sur la surface rugueuse que sur la surface lisse.

V.5 CONCLUSION

Ce chapitre traite de l'influence de la résolution SAR sur la réponse d'une surface rugueuse à une onde incidente radar.

Pour ce faire, un modèle de diffusion de surface hybride tenant compte de la taille de la cellule de résolution est développé en décomposant le spectre de rugosité en deux parties qui caractérisent la petite et la grande échelle de la surface. Ce modèle de diffusion à deux échelles est hybride dans le sens où il combine une intégration cohérente au sein de la cellule de résolution à une sommation incohérente des réponses des différentes cellules de résolution.

Les orientations des cellules de résolution sont calculées à partir de la surface grande échelle et sont utilisées en entrée du modèle IEM. Celui-ci calcule, en utilisant la rugosité de surface liée à la petite échelle, les coefficients de rétrodiffusion pour chaque cellule de résolution. Enfin, la réponse polarimétrique globale de la scène est obtenue par la moyenne sur la surface grande échelle paramètres $H/\bar{\alpha}$.

Dans la dernière partie, les résultats obtenus avec le modèle à deux échelles sont validés avec les mesures SAR polarimétriques acquises au sein du Laboratoire de Signature Micro-onde Européen (EMSL) pour plusieurs valeurs de résolution.

Trois conclusions majeures peuvent être déduites de cette étude :

- 1. Les paramètres $H/\bar{\alpha}$ obtenus avec le modèle de rétrodiffusion ont le même comportement en fonction de la résolution spatiale que les mesures JRC et ceci pour les deux surfaces. Ceci signifie que notre modèle de rétrodiffusion hybride de surface à deux échelles reproduit correctement l'influence de la taille de la cellule de résolution sur des données SAR.**
- 2. Le deuxième point important est que les paramètres polarimétriques évoluent différemment avec la résolution pour des surfaces présentant des caractéristiques de rugosité distinctes. En effet, plus la surface est rugueuse, plus la variance de la distribution des angles locaux est grande et pour la surface rugueuse, l'effet de la pente est très important comparativement à la surface lisse. Par conséquent, de fortes variations des paramètres polarimétriques sur la surface rugueuse sont observées.**

3. **Le dernier résultat important de cette étude montre que l'effet d'inclinaison due aux pentes de la surface grande échelle est prépondérant pour les images à haute résolution tandis qu'il est négligeable pour les images radar à basse résolution comme cela a été montré dans la partie précédente. En effet, l'entropie ainsi que l'angle $\overline{\alpha}$ tendent pour les deux surfaces vers une valeur constante pour les grandes résolutions. Dans ce cas, la rétrodiffusion de surface devient indépendante de la résolution.**

CONCLUSION

Les deux objectifs principaux de cette thèse étaient :

- Caractériser les surfaces rugueuses au moyen de données polarimétriques multi-fréquentielles afin d'extraire ses paramètres bio- et géophysiques.
- Modéliser l'influence de la résolution SAR sur la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse.

Le premier chapitre a permis de présenter les notions essentielles de la polarimétrie radar qui ont été utilisées pour l'analyse et l'interprétation de la diffusion polarimétrique par une surface rugueuse. Les représentations incohérentes de l'information polarimétrique ont été introduites sous la forme de la matrice de covariance et de cohérence. Nous avons exposé plus particulièrement le théorème de décomposition aux valeurs et vecteurs propres de la matrice de cohérence. Les valeurs et vecteurs propres nous ont permis de calculer différents descripteurs polarimétriques. Les trois principaux paramètres, l'entropie, l'anisotropie et $\bar{\alpha}$ permettent d'identifier les mécanismes de rétrodiffusion liés à la cible et ont été utilisés dans la suite pour la caractérisation de rétrodiffusion par une surface naturelle.

Différentes propriétés de symétrie de cibles distribuées ont été présentées. Nous avons étudié le cas particulier de la symétrie de réflexion, spécifique des surfaces naturelles, et formulé les expressions des valeurs et vecteurs propres de la matrice de cohérence associée.

Un nouveau paramètre polarimétrique défini comme la différence relative des valeurs propres, ERD, a été développé.

Dans le but de caractériser les sols naturels au moyen de données polarimétriques multi-fréquentielles, il convenait d'étudier la réponse électromagnétique d'une surface rugueuse à une onde polarisée incidente.

Le sol naturel a été décrit par ses propriétés diélectriques ainsi que par sa rugosité. Cette dernière, assimilée à un processus stochastique, a été entièrement définie par la distribution gaussienne des hauteurs de la surface et sa fonction d'autocorrélation. Afin de caractériser le degré de rugosité de la surface observée par un système de mesure, les paramètres de rugosité que sont l'écart type des hauteurs et la longueur de corrélation ont été exprimés relativement à la longueur d'onde émise.

Nous avons présenté trois modèles de diffusion : le SPM, le modèle de Kirchhoff et l'IEM, afin de modéliser la rétrodiffusion par une surface. Il a été observé que l'IEM présentait de certains avantages de par son large domaine de validité et la prise en compte des diffusions multiples.

Dans le troisième chapitre, les principes de mesure et de filtrage de données SAR polarimétriques ont été présentés. Il ressort de ces observations, des points importants pour la suite des travaux :

- l'image SAR résulte d'une sommation cohérente de la densité de réflectivité de la scène observée.
- le domaine d'intégration de la sommation cohérente mentionnée précédemment est restreint aux résolutions physiques de l'image SAR. Ceci implique que des mesures effectuées à des résolutions différentes résultent des caractéristiques de diffusion liées à des échelles de réflectivité différentes.

L'opération de sommation cohérente lors de la mesure de données SAR entraîne l'apparition d'un bruit multiplicatif, appelé speckle, qui perturbe fortement les traitements des données radar ainsi que l'interprétation de leur résultat. Nous présentons un des filtres polarimétriques de speckle les plus performants à l'heure actuelle proposé par J. S. Lee.

La dernière partie présente les mesures diffusiométriques et SAR acquises dans la chambre anéchoïde du laboratoire du Centre de Recherche Joint (JRC) pour différentes fréquences et différentes résolutions. Ces données seront utilisées dans les chapitres IV et V.

Dans le quatrième chapitre, des données SAR polarimétriques et multi-fréquentielles ont été utilisées pour l'extraction des paramètres de surface.

Des modèles d'inversion existant ont été exposés.

D'après des mesures acquises au JRC par un diffusiomètre, il a été montré que ce modèle direct devait prendre en compte les diffusions d'ordre supérieur, comme le fait l'IEM.

A partir de l'IEM, le comportement des descripteurs polarimétriques en fonction des différentes caractéristiques du sol a été analysé et trois paramètres, $H/\alpha_1/ERD$, ont été sélectionnés pour le modèle d'inversion. Ces trois paramètres présentent des comportements intéressants en fonction des paramètres de surface. Une relation particulière est observée entre le paramètre α_1 et la constante diélectrique en haute-fréquence. Le calcul théorique permet de définir une relation linéaire entre ces deux paramètres. Une méthode d'inversion mono-fréquentielle, basée sur ces trois paramètres, a été développée.

Une troisième partie propose deux algorithmes d'inversion multi-fréquentielle originaux. Le premier algorithme consiste à utiliser deux fréquences sensibles à la rugosité et à l'humidité. Il se base sur une méthode itérative qui consiste à éliminer les configurations de surface ne correspondant pas aux descripteurs polarimétriques mesurés. Le deuxième schéma d'inversion proposé est basé sur l'utilisation d'une basse et d'une haute fréquence. Cette dernière étant directement reliée au taux d'humidité.

Les différents algorithmes d'inversion sont validés sur les jeux de données SAR acquises au JRC en bande S, C, X et Ku. Les résultats d'inversion obtenus avec les algorithmes multi-fréquentiels sont nettement meilleurs que ceux obtenus avec l'algorithme mono-fréquentiel pour différentes fréquences.

Le chapitre V traite de l'influence de la résolution SAR sur la réponse d'une surface rugueuse à une onde incidente radar.

Pour ce faire, un modèle de diffusion de surface hybride tenant compte de la taille de la cellule de résolution a été développé. Il consiste à décomposer le spectre de rugosité en deux parties qui

caractérisent la petite et la grande échelle de la surface. Les orientations des cellules de résolution déduites de la surface grande échelle et la rugosité de surface liée à la petite échelle sont utilisées en entrée de l'IEM qui calcule les coefficients de rétrodiffusion pour chaque cellule de résolution. La réponse polarimétrique globale de la scène est obtenue par la moyenne sur la surface grande échelle des paramètres $H/\bar{\alpha}$. Ce modèle de diffusion à deux échelles a été défini comme hybride dans le sens où il combine une intégration cohérente au sein de la cellule de résolution à une sommation incohérente des réponses des différentes cellules de résolution.

Notre modèle de rétrodiffusion hybride de surface à deux échelles a été comparé avec les mesures SAR polarimétriques multi-résolutions acquises sur deux surfaces, une surface lisse et une surface rugueuse. Les paramètres $H/\bar{\alpha}$ calculés par ce modèle de diffusion hybride ont le même comportement en fonction de la résolution spatiale que les mesures JRC ce qui nous permet de déduire que notre modèle de diffusion hybride reproduit correctement l'influence de la taille de la cellule de résolution sur des données SAR.

Le deuxième point important de cette analyse concerne les paramètres polarimétriques : ils évoluent différemment avec la résolution pour des surfaces présentant des caractéristiques de rugosité distinctes. En effet, plus la surface est rugueuse, plus les variations des paramètres polarimétriques observées sont fortes.

Enfin, l'effet d'inclinaison due aux pentes de la surface grande échelle est prépondérant pour les images à haute résolution tandis qu'il est négligeable pour les images radar à basse résolution. En effet, l'entropie et $\bar{\alpha}$ tendent pour les deux surfaces vers une valeur constante pour les grandes résolutions.

Les perspectives à ce travail sont nombreuses. Nous retenons les quatre axes de recherche principaux suivants.

- Afin de valider sur des scènes naturelles nos algorithmes d'inversion, il serait intéressant de les appliquer sur des données SAR polarimétriques mesurées par un système aéroporté et acquises pour plusieurs fréquences.
- Cette étude considère essentiellement des sols nus, or il est courant d'observer un petit couvert végétal sur les champs non cultivés. Il serait donc pertinent de tenir compte de ce couvert végétal dans les procédures d'inversion.
- Il a été montré dans cette thèse que pour des systèmes SAR haute résolution, la réponse électromagnétique de la surface dépendait de la résolution. Une question se pose alors : est-il dans ce cas possible et pertinent d'utiliser les données radar pour la télédétection des milieux naturels ?
- De manière générale, les surfaces sont considérées stationnaires. Des travaux récents [Mattia 2003] [Davidson 2003] ont mis en avant le caractère multi-échelles des surfaces naturelles mesurées. Il serait ainsi intéressant d'étudier quantitativement l'influence de la définition de la surface pour l'inversion des paramètres radar et de déterminer l'influence d'une représentation fractale d'une surface pour l'extraction des paramètres de surface.

REFERENCES

- ALLAIN S., L. FERRO-FAMIL, E. POTTIER, I. HAJNSEK, "Multi-frequency and Polarimetric SAR Data Analysis for Surface Parameters Extraction", Proc. of IGARSS'02, Toronto, Canada, 2002.
- ALLAIN S., L. FERRO-FAMIL, E. POTTIER, J. FORTUNY, "Influence of cell resolution size for surface parameters retrieval from polarimetric SAR data", Proc. of IGARSS'03, Toulouse, France, 2003.
- ALLAIN S., L. FERRO-FAMIL, E. POTTIER, "Surface parameters retrieval from polarimetric and multi-frequency SAR data", Proc. of IGARSS'03, Toulouse, France, 2003.
- ALLAIN S., L. FERRO-FAMIL, E. POTTIER, "Extraction de paramètres physiques d'une surface naturelle à partir de données SAR polarimétriques", J.N.M.'01, Poitiers, France, 2001.
- ALLAIN S., L. FERRO-FAMIL, E. POTTIER, "Extraction de paramètres physiques d'une surface naturelle à partir de données SAR polarimétriques et multi-fréquentielles", Propagation Electromagnétique dans l'Atmosphère du Décimétrique à l'Angström, Rennes, France, 2002.
- ALLAIN S., L. FERRO-FAMIL, I. HAJNSEK, E. POTTIER, "Extraction of surface parameters from multi-frequency and polarimetric SAR data", EUSAR'02, Cologne, Allemagne, 2002.
- ALVAREZ-PEREZ J.L., "An extension of the IEM/IEMM surface scattering model", Waves Random Media 11, pp 307-329, 2001.
- AZZAM R.M., N.M. BASHARA, "Ellipsometry and polarized light", Amsterdam, North Holland. Publishers Co., 1977.
- BAHAR E., C.L. RUFENACH, D.E. BARRICK, M.A. FITZWATER, "Scattering cross section modulation for arbitrarily oriented composite rough surfaces : Full wave approach", Radio Science, 18.5, pp 675-690, 1983.
- BECKMAN P., A. SPIZZICHINO, "The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces", MacMillan, New York, International Series of Monographs on Electromagnetic Waves, vol 4, (Oxford: Pergamon), 1963.
- BENDAT J.S., A.G. PIERSON, "Random Data Analysis and Measurement Procedures", Third Edition, John Wiley & Sons Inc, 2000.
- BOERNER W.M., W-L. YAN, A-Q. XI , Y. YAMAGUCHI, "On the Principles of Radar Polarimetry : The Target Characteristic Polarization State theory of Kennaugh, Huynen's Polarization Fork Concept, and Its Extension to the Partially Polarized Case", IEEE Proc., Special Issue on Electromagnetic Theory, vol. 79.10, pp 1538-1550, October. 1991.
- BOERNER W.M., "Direct and inverse methods in radar polarimetry", Dordrecht, Boston, London, Kluwer academy publishers, 1992.
- BOERNER W.M., E. LUENEBOURG, H. MOTT , Z.H. CZYZ, J.J. VAN ZYL, P. DUBOIS, S.R. CLOUDE, M. TANAKA, Y. YAMAGUCHI, A. I. KOZLOV, "Formulation of unique sets of polarimetric radar scattering matrices for the forward propagation (similarity) versus backward scattering (con-similarity) arrangements and the development of the associated optimal polarimetric contrast enhancement coefficients", JIPR3, Nantes, France, Mars 1995.

- BOURLIER C., "Rayonnement Infrarouge d'une surface stochastique - Application au Domaine Océanique", Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes, France, Décembre 1999.
- BORGEAUD M., J. NOLL, "Analysis of theoretical surface scattering models for polarimetric microwave remote sensing of bare soils", *International journal of remote sensing*, 15.14, pp 2931-2942, 1994.
- BORGEAUD M., "On the usefulness of SAR data to retrieve surface soil parameters", *Proc. of LANDSAR'01*, Sheffield, G.B, 2001.
- BORN M., E. WOLF, "Principles of Optics", Sixth Edition, Pergamon Press, New York, 1985.
- BRADY N.C., R.R. WEIL, "The Nature and Properties of Soils (13th Edition)", Pearson, Prentice Hall, 2001.
- BREUER A., I. HAJNSEK, S. ALLAIN, L. FERRO-FAMIL, E. POTTIER, J. BRUNIQUEL, "Soil moisture estimation using polarimetric backscattering models", 9th Annual International Symposium on Remote Sensing, Crète, September 2002.
- BROWN G., "Backscattering from a Gaussian Distributed Conducting Rough Surface", *IEEE Trans. AP*, 26.3, pp 472-481, 1978.
- CHEN K.S., T.D. WU, L. TSANG, Q.LI, J.SHI, A.K. FUNG, "Emission of Rough Surfaces Calculated by the Integral Equation Method With Comparison to Three-Dimensional Moment Method Simulations", *IEEE Trans. GRS*, 41.1, pp 90-101, 2003.
- CHURCH E.L., "Comments on the Correlation Length", *SPIE*, vol.680, Surface Characterization and Testing, pp 102-111, 1986.
- CLOUDE S.R., "Polarimetry : the characterization of polarization effects in EM scattering", Ph. D. Dissertation, University of Birmingham, UK, October 1986.
- CLOUDE S.R., "Symmetry, Zero Correlations and Target Decomposition Theorems", *JIPR3*, Nantes, France, Mars 1995.
- CLOUDE S. R., E. POTTIER, "A Review of Target Decomposition Theorems in Radar Polarimetry", *IEEE Trans. GRS*, 34.2, pp 498-518, 1996.
- CLOUDE S. R., E. POTTIER, "An Entropy Based Classification Scheme for Land Applications of Polarimetric SAR", *IEEE Trans. GRS*, 35.1, pp 68-78, 1997.
- CLOUDE S.R., "Eigenvalue Parameters for Surface Roughness Studies", *Proc.SPIE Conf. on polarization: Measurement, Analysis and Remote sensing II*, vol.3754, Denver, USA, July 1999.
- CLOUDE S. R., I. HAJNSEK, K.P. PAPTHANASSIOU, "An eigenvector method for the extraction of surface parameters in polarimetric SAR", *Proc. CEOS*, Toulouse, France, October 1999.
- CLOUDE S. R., K.P. PAPTHANASSIOU, E. POTTIER, "Radar Polarimetry and Polarimetric Interferometry", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E84-C, n°12, December 2001.
- DAOUT F., "Etude de la dépolarisation des ondes centimétriques par une surface rugueuse - Application au Domaine Maritime", Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes, France, Novembre 1996.
- DAVIDSON M.W.J., T. LE TOAN., F. MATTIA, G. SATALINO, T. MANNINEN, M. BORGEAUD, "On the Characterization of Agricultural Soil Roughness for Radar Remote Sensing", *IEEE Trans. GRS*, 38.2, pp 630-640, 2000.

- DAVIDSON M.W.J., F. MATTIA, G. SATALINO, N.E.C. VERHOEST, T. LE TOAN., M. BORGEAUD, J.M.B. LOUIS, E. ATTEMA, "Joint statistical properties of RMS height and correlation length derived from multisite 1 m roughness measurements", IEEE Trans. GRS, 41.7, pp 1651-1658, 2003.
- DE LOOR G.P., "Dielectric properties of heterogeneous mixtures containing water", J.Microwave Power, 3.2, pp 67-73, 1968.
- DIERKING W., "Quantitative Roughness Characterization of Geological Surfaces and Implications for Radar Signature Analysis", IEEE Trans. GRS, 37.5, pp 2397-2412, 1999.
- DOBSON M.C., F.T. ULABY, M.T. HALLIKAINEN, M.A. EL-RAYES, "Microwave Dielectric Behavior of Wet Soil - Part II - Dielectric Mixing Models", IEEE Trans. GRS, 23.1, pp 35-46, 1985.
- DUBOIS P.C., J.J. VAN ZYL, T. ENGMAN, "Measuring soil moisture with imaging radars", IEEE Trans. GRS, 33.4, pp 915-926, 1995.
- DUBOIS P.C., J.J. VAN ZYL, T. ENGMAN, "Corrections to Measuring soil moisture with imaging radars", IEEE Trans. GRS, 33.6, pp 1340, 1995.
- FREEMAN A., S. DURDEN, "A three component scattering model to describe polarimetric SAR data", SPIE Vol 1748, Radar Polarimetry, pp 213-225, 1992.
- FERRO-FAMIL L., "Télédétection multi-fréquentielle et multi-temporelle d'environnements naturels à partir de données SAR polarimétriques", Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes, France, Décembre 2000.
- FERRO-FAMIL L., S. ALLAIN, E. POTTIER, "Extraction of surface parameters from SAR data using polarimetric descriptors", LANDSAR' 01, Sheffield, G.B., September 2001.
- FUNG A.K., K.S. CHEN, "Dependence of the surface backscattering coefficients on roughness, frequency and polarization states", International journal of remote sensing, 13.9, pp 1663-1680, 1992.
- FUNG A.K., Z. LI, K.S. CHEN, "Backscattering from a randomly Rough dielectric surface", IEEE Trans. GRS, 30.2, pp 356-369, 1992.
- FUNG A.K., "Microwave Scattering and Emission Models and Their Applications", Norwood, MA: Artech House, 1994.
- FUNG A.K., "Echanges personnels", 2002.
- GARDNER W.H., "Water content", Methods of soil analysis, Part 1, 2nd edition, ed. A. Klute, Agronomy, vol 9, pp 493-544, 1986.
- HALLIKAINEN M.T., F.T. ULABY, M.C. DOBSON, M.A. EL-RAYES, L.K. WU, "Microwave Dielectric Behavior of Wet Soil - Part I - Empirical Models and Experimental Observations", IEEE Trans. GRS, 23.1, pp 25-34, 1985.
- HAINSEK I., "Inversion of Surface Parameters using Polarimetric SAR", Ph. D. Dissertation, Universität Jena, DLR - Science Report, ISSN 1434-8454, 2001.
- HSIEH C. Y., A. K. FUNG, G. NESTI, A. SIEBER, P. COPPO, "A further study of the IEM surface scattering model", IEEE Trans. GRS, 35.4, pp 901-909, 1997.
- HUYNEN J. R., "Phenomenological Theory of Radar Targets", Ph. D. Dissertation, Drukkerij Bronder-Offset N.V., Rotterdam, 1970.

- KROGAGER E., "Decomposition of the Sinclair Matrix into Fundamental Components with Application to High Resolution Radar Target Imaging", W. M. Boerner et. al., Eds., "Direct and Inverse Methods in Radar Polarimetry", Proc. NATO ARW DIMRP, pp 1459-1478, Bad Windsheim, Germany, 1991.
- LEE J.S., I. JURKEVICH, P. DEWAELE, P. WAMBACQ, A. OOSTERLINCK, "Speckle Filtering of Synthetic Aperture Radar Images : A Review ", Remote Sensing Review, Vol 8, pp 313-340, 1994.
- LEE J-S., D.L SCHULER, T.L. AINSWORTH, "Polarimetric SAR data compensation for terrain azimuth slope variation", IEEE Trans. GRS, 38.5, pp 2153-2163, 2000.
- LI Q., J. SHI, K.S. CHEN, "A generalized Power Law Spectrum and its Applications to the backscattering of Soil Surfaces Based on the Integral Equation Model", IEEE Trans. GRS, 40.2, pp 271-280, 2002.
- MATTIA F., "Potential of Surface Roughness Discriminators", IGARSS'02, unpublished, Toronto, Canada, 2002.
- MATTIA F., T. LE TOAN, J-C. SOUYRIS, C. DE CAROLIS, N. FLOURY, F. POSA, N.G. PASQUARIELLO, "The effect on Surface Roughness Multifrequency Polarimetric SAR Data", IEEE Trans. GRS, 35.4, pp 954-966, 1997.
- MATTIA F., M.W.J. DAVIDSON, T. LE TOAN., C.M.F. D'HAESE, N.E.C. VERHOEST, A.M. GATTI, M. BORGEAUD, "A comparison between soil roughness statistics used in surface scattering models derived from mechanical and laser profilers", IEEE Trans. GRS, 41.7, pp 1659-1671, 2003.
- NARAYANAN R.M., R. PARDIPURAM, D.C. RUNDQUIST, "Statistical Characteristics of Simulated Imagery from Bare Soil Surfaces : Effects of Surface Roughness and Soil Moisture Variability", IEEE Trans. GRS, 32.1, pp 159-168, 1994.
- NESTI G., J. FORTUNY, A.J. SIEBER, "Comparison of Backscattered Signal Statistics as Derived from Indoor Scatterometric and SAR Experiments", IEEE Trans. GRS, 34.5, pp 1074-1083, 1996.
- NESTI G., "EMSL Experiment Report, Backscattering from Rough Dielectric surfaces", July 1998.
- NGHIEM S.V., S.H. YUEH, R. KWOK, F.K. LI, "Symmetry Properties in polarimetric Remote Sensing", Radio Science, vol. 23, n° 4, pp 713-720, 1988.
- OGILVY J.A., "Theory of wave scattering from random rough surfaces", Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1992.
- OH Y., "Microwave polarimetric backscattering from natural rough surfaces", PH. D. Dissertation, University of Michigan, 1993.
- OH Y, K. SARABANDI, F.T. ULABY, "An Empirical Model and an Inversion Technique for Radar Scattering from Bare Soil Surfaces", IEEE Trans. GRS, 30.2, pp 370-381, 1992.
- OLIVIER P., "Principes de l'imagerie haute résolution au moyen d'un radar à ouverture synthétique embarqué sur satellite", Note technique CRPE/179, CNET-CNRS, 1989.
- PALOSCIA S., G. MACELLONI, P. PAMPALONI, S. SIGISMONDI , "Estimating Hydrological Parameters with Multifrequency SAR data", Proc. of IGARSS'97, Singapore, 1997.
- PAPOULIS A., "Probability, Random Variables, and Stochastic Processes", McGraw-Hill Book Company, Third Edition, 1991.
- PEPLINSKY N.R., F.T. ULABY, M.C. DOBSON, "Dielectric Properties of Soils in the 0.3-1.3 GHz Range", IEEE Trans. GRS, 33.3, pp 803-807, 1995.

- PEPLINSKY N.R., F.T. ULABY, M.C. DOBSON, "Corrections to Dielectric Properties of Soils in the 0.3-1.3 GHz Range", IEEE Trans. GRS, 33.6, pp 1340, 1995.
- POGGIO A.J., E.K. MILLER, "Integral Equation Solution of Three Dimensional Scattering Problems", Computer Techniques for Electromagnetics, ch. 4, New York, Pergamon, 1973.
- POTTIER E., J. SAILLARD, "Fondements mathématiques de la polarimétrie et son application au domaine du radar", Annales des télécommunications, vol. 47, n° 7-8, pp 314-336, 1992.
- POTTIER E., "Unsupervised Classification Scheme and Topology Derivation of POLSAR Digital Image Data Based on the (H/A/ α) Polarimetric Decomposition Theorems", Proc. JIPR-4, Nantes, France, pp. 535-548, Juillet 1998.
- RAO K.S., S. RAJU, J.R. WANG, "Estimation of soil moisture and surface roughness parameters from backscattering coefficient", IEEE Trans. GRS, 31.5, pp 1094-1099, 1993.
- RICE S.O., "Reflection of Electromagnetic Waves from Slightly Rough Surfaces", Communications in Pure and Applied Mathematics, vol. 4, pp 361-378, 1951.
- SARABANDI K., Y. OH, "Effect of antenna footprint on the statistics of radar backscattering from Random Surfaces", Proc. of IGARSS'95, Florence, Italie, 1995.
- SATALINO G., F. MATTIA, T. LE TOAN, M. DAVIDSON, M. BORGEAUD, "On the retrieval of soil moisture using multi parameter SAR data : simulated results", Proc. of IGARSS'00, Honolulu, Hawaii, 2000.
- SCHULER D.L., J.S. LEE, D. KASILINGAM, G. NESTI, "Surface Roughness and Slope Measurements Using Polarimetric SAR Data", IEEE Trans. GRS, 40.3, pp 687-698, 2002.
- SHI J., J. WANG, A.Y. HSU, P.E. O'NEILL, E.T. ENGMAN, "Estimation of Bare Soil Moisture and Surface Roughness Parameter Using L-band SAR Image Data", IEEE Trans. GRS, 35.5, pp 1254-1265, 1997.
- SIEBER A.S., "The European Microwave Signature Laboratory", EARSeL Advances in remote sensing, vol.2, No.1-I, 1993.
- SINCLAIR G., "The Transmission and Reception of Elliptically Polarized (Radar) Waves", Proceedings of the IRE, vol. 38, pp 148-151, 1950.
- SMITH B.G., "Geometrical Shadowing of a Random Rough Surface", IEEE Trans. AP, 15.5, pp 668-671, 1971.
- STRATTON J.A., "Electromagnetic Theory", McGraw-Hill, NY, 1941.
- TOPP G.C., J.L. DAVIS, A.P. ANNAN, "Electromagnetic Determination of soil water content : Measurements in Coaxial Transmission Lines", Water Ressources Research, 16.3, pp 574-582, 1980.
- ULABY F.T., R.K. MOORE, A.K. FUNG, "Microwave Remote Sensing Volume I & II", Artech House, 1984.
- ULABY F.T., "SAR Biophysical retrievals : Lessons learned and challenges to overcome", CEOS, Toulouse, France, 1999.
- ULABY F.T., C. ELACHI, Editors, Radio Polarimetry for Geoscience Applications, Artech House, Inc., Norwood, MA, 364 p., 1990.
- VAN DE HULST H., "Light Scattering by Small Particles", Sixth Edition, Dover Press, New York, 1985.
- VAN-ZYL J.J., "Application of Cloude's target decomposition theorem to polarimetric imaging radar", SPIE, vol 1748, pp 184-212, 1992.

- VALENZUELA G.R., "Depolarization of E.M. Waves by Slightly Rough Rurfaces", IEEE Trans. AP, 15.4, pp 552-557, 1967.
- ZHAO Y-P., "A Simple Introduction to Rough Surface Characterization", unpublished.